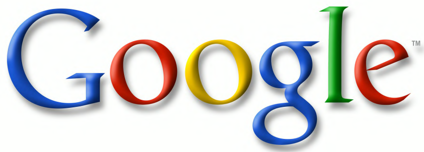



SIGILLVM · VNIVERSITATIS · CALIFORNIENSIS
FIAT LVX
MDCCCLXVIII
EX LIBRIS

Band 16. Juli 1920. Heft 1.

DEC

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie

des Gesamtgebietes der elektromagnetischen Schwingungen.

Unter Mitarbeit

von

Prof. M. Abraham, Dr. Graf v. Arco (Berlin), Prof. Dr. L. W. Austin (Washington), Prof. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Reg.-Rat Eales (Groß-Lichterfelde), Dr. A. Esau (Berlin), Dr. Lee de Forest (New York), Prof. Josef Geitler (Graz), Ingenieur W. Hahnemann (Kiel), Prof. Kiebitz (Berlin), Dr. A. Meissner (Berlin), Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Wien), Ingenieur Dr. Vald. Poulsen (Kopenhagen), Dr. Rottgardt (Berlin), Oberingenieur Scheller (Berlin), Prof. Sommerfeld (München), Prof. Freiherr Rausch v. Traubenberg (Göttingen)

und unter besonderer Mitwirkung von

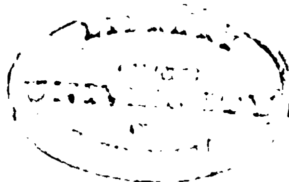
Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und **Prof. Dr. J. Zenneck**

herausgegeben von

Prof. Dr. Heinr. Faßbender

(Privatdozent und Konstruktionsingenieur an der Technischen Hochschule Berlin).





Berlin W.

Verlag von M. Krayn.

1920.

Die Ausgabe erfolgt in Heften. 6 Hefte bilden einen Band.
Preis des Bandes ℳ 40.—. Porto für die direkte Zusendung im Inlande ℳ 2.40, nach dem Auslande mit Valutazuschlag. Preis des Heftes ℳ 7.—.
Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an.
Inserate werden mit 55 ₰ für 1 mm Höhe bei 55 mm Breite (halbe Seitenbreite) berechnet, Stellenangebote u. -gesuche, An- u. Verkäufe mit 40 ₰ für 1 mm. Bei Wiederholung Rabatt.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

sowie des Gesamtgebietes der

Hochfrequenztechnik

Unter Mitarbeit

von

Prof. **M. Abraham**, Dr. Graf **v. Arco** (Berlin), Prof. Dr. **L. W. Austin** (Washington), Prof. **Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Reg.-Rat **H. Eales** (Groß-Lichterfelde), Dr. **A. Esau** (Berlin), Dr. **Lee de Forest** (New York), Prof. **Josef Geitler** (Wien), Ingenieur **W. Hahnemann** (Kiel), Prof. **Kiebitz** (Berlin), Dr. **A. Meissner** (Berlin), Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Wien), Ingenieur Dr. **Vald. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **Scheller** (Berlin), Prof. **Sommerfeld** (München), Prof. **Freiherr Rausch v. Traubenberg** (Göttingen)

und unter besonderer Mitwirkung

von

Prof. Dr. Dr. ing. h. c. Max Wien und Prof. Dr. J. Zenneck

herausgegeben

von

Prof. Dr. Heinr. Faßbender

Sechszehnter Band

Mit 152 Figuren im Text



BERLIN W.
VERLAG VON M. KRAYN
1920

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhaltsverzeichnis.

(R. = Referate; M. = Mitteilungen aus der Praxis.)

Autorenverzeichnis.

Sachregister.

(Nach Stichwörtern der Überschriften geordnet.)

Briefe an die Schriftleitung.

Patentschau von H. Eales.

Literaturverzeichnis.

Bücherbesprechungen und Bücherschau.

Kurze Mitteilungen.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

Band 16. Juli 1920. Heft 1.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Radaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Über die Beurteilung der Leistungsfähigkeit von Empfangsverstärkern.

(Nach gemeinsam mit Herrn Ing. P. Paschen in Kiel ausgeführten Arbeiten.)

Von **M. Pirani.**

Die Frage nach der Möglichkeit einer einwandfreien Beurteilung der Leistungsfähigkeit eines Verstärkers im Laboratorium wird von manchen, besonders den theoretisch Denkenden, verneint, bzw. wird die Fragestellung als derartig undefiniert hingestellt, daß eine Beantwortung aussichtslos erscheint. Hängt doch, so wird behauptet, die Leistungsfähigkeit des Verstärkers von so vielen Faktoren ab, die man bei der Prüfung nicht genügend berücksichtigen kann, daß jede Erprobung im Laboratorium nur ein schiefes Bild geben kann.

Der reine Praktiker dagegen ist häufig weniger vorsichtig. Er beurteilt die Leistungsfähigkeit des Verstärkers an der Stelle, wo er ihn braucht, und sagt z. B. von einem Lautverstärker, der an seiner Apparatur angeschlossen unter sonst gleichen Bedingungen eine höhere Lautstärke ergibt als ein anderer, er sei leistungsfähiger. Gegen diese Beurteilung ist zunächst einmal praktisch nichts einzuwenden; aber sie trifft nicht den Kern der Frage, denn das Urteil des Praktikers kommt zustande durch Zusammenwirken zweier Faktoren: Der Leistungsfähigkeit des Verstärkers als solchem und seiner Anpassung an die Apparate, mit denen zusammen er benutzt wird, z. B. an den Empfänger und das Telephon am Ausgang des Verstärkers.

Wir wollen im folgenden versuchen, ein klares Bild über die Leistungsfähigkeit des Verstärkers an sich zu gewinnen, während die Anpassung an die in der Praxis vorkommenden Apparate einer besonderen Behandlung vorbehalten bleiben muß. Wir können bei unseren Betrachtungen voraussetzen, daß die Erzielung dieser Anpassung stets erreichbar sein wird. Ebenso wird die Frage der Empfindlichkeit gegen kapazitive, induktive und galvanische Störungen, durch fremde Leitungen, Feuchtigkeit u. dgl. hier nicht Gegenstand der Betrachtungen sein, bzw. sie wird nur kurz gestreift werden. Für uns wird es sich lediglich darum handeln, die Leistungsfähigkeit eines Nieder- oder Hochfrequenzverstärkers zu bewerten, unabhängig von seiner Anpassung an einen bestimmten Apparat, aber unter Berücksichtigung der bei der Benutzung in der Praxis der drahtlosen Telegraphie erfahrungsgemäß stets vorhandenen allgemeinen Vorbedingungen, über die weiter unten zu sprechen sein wird.

Die Empfindlichkeit gegen Störungen soll dabei als so gering vorausgesetzt werden, daß der Verstärker als störungsfrei, wie man sich technisch ausdrückt, anzusehen ist.

Bei Besprechung der Meßmethoden wird noch kurz auf diesen Punkt einzugehen sein, besonders hinsichtlich der durch den inneren Aufbau bedingten Störungen (Selbsttönneigung), deren Einfluß unter Umständen die Messung verfälschen kann.

Die Frage, die wir untersuchen wollen, lautet also: Wie gewinnt man ein für die praktischen Verhältnisse zutreffendes Bild der Leistungsfähigkeit von Verstärkern unabhängig von ihrer Anpassung und unter Ausscheidung aller durch fremde oder innere Störungen bedingten Beeinflussung?

Wenn diese Frage klar beantwortet ist, gestaltet sich auch die Frage der Anpassung an die verschiedenen Apparate erheblich einfacher und übersichtlicher, und dies ist dringend wünschenswert, wenn man Richtlinien für eine stetige Verbesserung der Apparate gewinnen will. Dagegen führt ein Durcheinanderwerfen der verschiedenen oben angedeuteten Fragestellungen leicht zum Stillstand oder sogar zum Rückschritt in der technischen Entwicklung.

Bei der Betrachtung der Verstärker wird unsere Aufmerksamkeit auf zwei große Gruppen gelenkt, die wir getrennt behandeln wollen, die Niederfrequenzverstärker, d. h. diejenigen, die im wesentlichen solche Frequenzen verstärken, die wir noch mit dem Ohr wahrnehmen können, also von etwa 30—8000 Perioden in der Sekunde, und die Hochfrequenzverstärker, die unhörbare Frequenzen bis herauf zu Wellenfrequenzen von 1000000 Wechsel pro Sekunde und darüber verstärken. Diese Gruppeneinteilung ist etwas willkürlich, da bei 5000—30000 Perioden der Verstärker seiner Bauart nach (die Übertragung der Spannungsschwankungen vom Anodenstromkreis der einen Lampe auf den Gitterstromkreis der anderen geschieht im allgemeinen bei Niederfrequenzverstärkern durch Transformation, bei Hochfrequenzverstärkern durch Abzweigung) unter Umständen zu den Niederfrequenzverstärkern gerechnet werden könnte. Die Einteilung genügt aber für die in diesem Aufsatz verfolgten Zwecke.

Die Richtlinien für die Prüfung der Leistungsfähigkeit eines Verstärkers ergeben sich, wenn man ihn als elektrischen Umformer ansieht, der bestimmt ist, Energie aus einer Stromquelle aufzunehmen, zu verarbeiten und auf der anderen Seite wieder abzugeben. Der Unterschied gegen einen Transformator besteht darin, daß die abgegebene Energie vermöge der im Verstärker vorhandenen Zusatzkräfte

größer ist als die aufgenommene. Der Verstärker ist, anders betrachtet, ein Relais, und zwar ein quantitiv wirkendes, welches bei größerer Erregungsenergie auch größere Energie auslöst. Ausgehend von der Vorstellung eines Verstärkers als elektrischer Umformer wird es selbstverständlich erscheinen, daß der Apparat der Stromquelle, mit welcher er benutzt werden soll, ebenso wie dem Stromabnehmer angepaßt werden muß, daß wir also auf den Widerstand der Primärseite zu achten haben, und daß ferner der Wirkungsgrad von der Frequenz und von der Leistung, die dem Apparat zugeführt wird, und die ihm entnommen wird, abhängen muß.

a) Der Niederfrequenzverstärker.

Voraussetzung für die Untersuchung der Leistungsfähigkeit ist die Festlegung der Bereiche, in denen sich die genannten Größen verändern sollen. Die dem Verstärker zur Verfügung stehende Spannung, welche verstärkt werden soll, beträgt 10^{-6} bis 10^{-7} Volt, wenn mit Dreifachverstärkern gearbeitet wird, und 10^{-5} bis 10^{-6}, wenn mit Zweifachverstärkern gearbeitet wird (bei mehrfacher Verstärkung sogar 10^{-8} bis 10^{-10} Volt).

Die Ströme, welche in der Primärspule des Eingangstransformators eines Verstärkers fließen, sind, wenn dieser, wie das häufig der Fall ist, einen Wechselstromwiderstand von der Größenordnung 1000 Ohm besitzt, von der Größenordnung 10^{-9} bis 10^{-10} Ampere, so daß also Leistungen von der Ordnung 10^{-15} bis 10^{-17} Watt im Eingangstransformator aufgenommen werden.

Diesen Leistungen stehen am Ausgang Leistungen von 10^{-4} Volt 10^{-7} Ampere $= 10^{-11}$ Watt gegenüber, so daß also die herauskommende Leistung 10^4 bis 10^6mal so groß ist als die hineingeschickte.

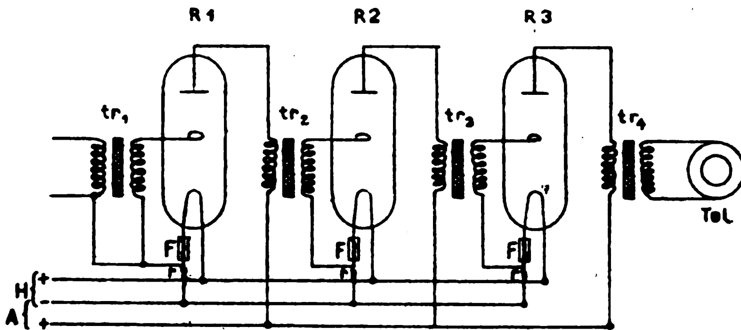
Für die älteren Zweifachverstärker mit 2 „Eingitterröhren“ wäre für das Verhältnis der herauskommenden zur hineingeschickten Leistung die Zahl 10^4 zu setzen, für eine früher sehr gangbare Verstärkersorte mit 3 Eingitterlampen die Zahl 10^6.

Da für die Leistungsfähigkeit des Verstärkers beim Abhören der Zeichen die vom Telephon abgegebene Lautstärke maßgebend ist, und diese der Stromstärke proportional ist, hat man sich angewöhnt, nicht die Leistungsverstärkung sondern die Wurzel daraus als charakteristisch für eine Verstärkertype anzusehen, also in unserem Fall die Zahlen 100 und 1000.

Für die Beantwortung der Frage, welche Methoden und Apparate geeignet sind, die soeben angeführten geringen Leistungen meßbar zu

verfolgen, ist die Kenntnis der Stromart von großer Wichtigkeit. Die meist verwandten Tonfrequenzen des Wechselstroms schwanken zwischen 500 und 2500 pro Sekunde. Neben Meßmethoden, die bei diesen Frequenzen arbeiten, müssen wir auch Erzeuger haben, mit denen wir genau bestimmte Frequenzen herzustellen imstande sind, denn da der Verstärker, wie wir noch weiter unten eingehender sehen werden, bei verschiedenen Frequenzen verschiedene Leistungsverstärkungen gibt, ist es bei der Beurteilung eines Verstärkers häufig von einschneidender Bedeutung, ob die Messung bei einer Frequenz von 800 oder von 1200 Perioden gemacht ist.

Die Verstärkung ist außerdem, wie schon oben angedeutet wurde, von dem Strom im Eingangskreis und zuweilen auch von den



R_1, R_2, R_3 = Röhren; tr_1 bis tr_4 = Transformatoren; *Tel* = Telephon; r = fester Widerstand; H = Heizbatterie; A = Anodenbatterie; F = Eisenwiderstand. Fig. 1.

Widerständen im Eingangskreis, selbst bei gleichem Strom, abhängig. Wir werden also zunächst genötigt sein, alle Messungen unter Verhältnissen des Stromes, der Frequenz und der Schließungswiderstände vorzunehmen, wie sie in der Praxis vorkommen, wenn wir wirklich ein einwandfreies Bild des praktischen Verhaltens gewinnen und den Einfluß der Anpassung ausscheiden wollen.

Die Wechselstromwiderstände, die wir bei den genannten Frequenzen messen müssen, liegen zwischen 1 und 5000 Ohm, die Schließungswiderstände, die dem Eingangskreis parallel geschaltet sind, je nachdem ob der Verstärker in Detektoren- oder Audionschaltungen verwandt wird, zwischen 1000 und 100000 Ohm.

Die praktische Aufgabe der Leistungsmessung eines Verstärkers sei an einem typischen Beispiel, einem Niederfrequenz-Dreifachverstärker

für 1000 Perioden und 1000 Ohm Eingangs-Wechselstromwiderstand, in dessen Ausgangskreis ein Telephon mit 4000 Ohm Wechselstromwiderstand liegen möge, dargestellt. Der Verstärker möge zunächst in einem Detektorkreis von 1000—2000 Ohm Widerstand bei einer vom Detektor gelieferten Spannung von 10^{-7} bis 10^{-6} Volt bei 1000 ~, Bedingungen, wie sie in der Praxis vorkommen, untersucht werden.

Die Aufgabe zerfällt in 4 Teile.

1. Herstellung einer kontinuierlich abstufbaren Spannung von 10^{-6} bis 10^{-7} Volt bei Frequenzen von ca. 1000 ~.

2. Messung der Leistungsverstärkung unter den gegebenen Bedingungen.

3. Messung des Wechselstromwiderstandes bei den genannten Strömen, Spannungen und Frequenzen.

4. Untersuchung des Einflusses der Veränderung der Stromstärke und der Frequenz auf die Messungen; diese Feststellung ist deshalb besonders wichtig, weil man aus ihr entnehmen kann, welche Bedingungen scharf eingehalten werden müssen, und bei welchen man weniger genau vorzugehen braucht.

1. Teil. Herstellung kleiner regulierbarer Spannungen bei Frequenzen in der Nähe von 1000 Perioden pro Sekunde.

Es sei gleich vorweggenommen, daß ein größerer Bereich von Frequenzen deswegen notwendig ist, weil manche Verstärker ziemlich scharf abgestimmt sind, und daher der Vergleich mit einer festen Frequenz kein brauchbares Bild geben würde. Die Verwendung eines Summers, d. h. Federunterbrechers, zur Erzeugung der Meßfrequenz, ist daher nur dann möglich, wenn Verstärker wenig frequenzempfindlich oder auf die gleiche Frequenz abgestimmt sind.[1] Wenn es sich darum handelt, die Frequenz zu verändern, z. B. über einen Bereich von 500—3000, wird man zu Wechselstromsirenen[2] greifen. Bei größeren Ansprüchen an die Präzision wird die in der Anwendung wesentlich vielseitigere, aber auch entsprechend teurere Frankesche Maschine[3] mit zwei gegeneinander verschiebbaren Feldern gute Dienste leisten.

---

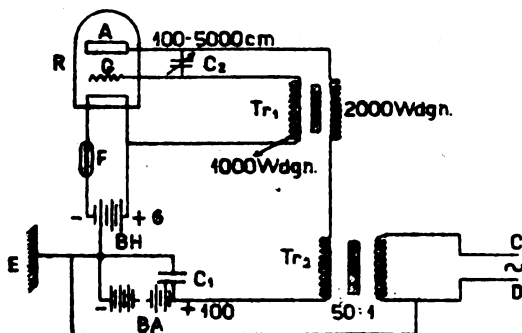
1) Ausgezeichnete Summer sind für solchen Fall z. B. die „Topf-Summer“ von Siemens & Halske.

2) Dolezalek, Ztschr. f. Instr. 1903, Heft 8.

3) Erhältlich bei Siemens & Halske.

Ganz ohne Maschine kann man auskommen, wenn man die Tonfrequenzen mit einer kleinen Senderöhre erzeugt, z. B. in einer Schaltung, wie sie in Fig. 2 angegeben ist.[1]) Will man den Meßbereich nach tiefen Tönen verschieben, so schaltet man parallel zu Tr_1 noch eine Kapazität; will man ihn nach hohen Tönen verschieben, so muß man weniger Transformatorenwindungen bei Tr_1 nehmen.

Die Frequenz selbst wird entweder mit einer geeichten gedeckten Pfeife, deren Länge veränderlich ist, oder mittels eines geeichten Tonkreises mit veränderlichem Kondensator durch ab-



Schaltbild für Röhrensender.

R = Verstärkerröhre; A = Anode; G = Gitter; C_1 = Kondensator; C_2 = Drehkondensator; Tr_1, Tr_2 = Transformatoren; CD = Wechselstromentnahme; BH = Heizbatterie; F = Eisenwiderstand; BA = Anodenbatterie; E = Erdung.

Fig. 2.

wechselndes oder gleichzeitiges Abhören bestimmt, wobei die beim Abhören bei nahezu gleichen Tönen entstehenden Schwebungen ein sehr empfindliches Kriterium abgeben. Man kann bei 1000 Schwingungen auf 10 Schwingungen genau einstellen, eine Genauigkeit, welche für die hier angeführten Messungen vollständig ausreicht. Nur bei genaueren Messungen müßte man zu empfindlicheren Methoden greifen.[2])

So einfach es nun ist, mit den beschriebenen Einrichtungen Spannungen von 0,1—1 Volt und Leistungen von einigen Hundertsteln bis einigen Zehnteln Watt zu erzielen, so schwer ist es, diese Leistungen in einer meßbar so stark geschwächten Form wie oben angegeben störungsfrei dem Verstärker zuzuführen. Denn einerseits hat jede

---

1) Beschreibung siehe Verh. d. Phys. Ges. XXI, S. 48, 1919.

2) R. Weller, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie XIV, 599, 1919.

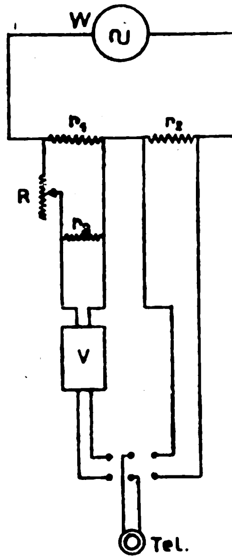
Maschine, jeder Transformator und jede auch nur ganz wenig unsymmetrische Leitung ein Streufeld, welches induktive Störungen auf den Verstärker überträgt, und andererseits übertragen sich Störungen auch längs der Zuleitungen durch den unsymmetrischen Einfluß der Erdkapazität und der Kapazität der Leitungen gegeneinander. Während induktive Fehler leicht dadurch gefunden werden, daß ihre Stärke durch Lageveränderungen des Verstärkers verändert werden kann (hier liegt auch eine Möglichkeit zu ihrer Beseitigung), ist es oft recht schwer, den kapazitiven Störungen auf die Spur zu kommen und sie zu beseitigen.

Als allgemeine Regel für einen störungsfreien Aufbau kann man aufstellen: Der Stromerzeuger muß einige Meter weit von dem Verstärkermeßtisch entfernt sein, und alle bei der Stromerzeugungsanlage verwendeten Transformatoren müssen einen gut geschlossenen Eisenkern haben. Der von Hin- und Rückleitung eingeschlossene Zwischenraum muß möglichst klein sein (dünne verdrillte Drähte), damit kein Feld entsteht. Die Stromzuführungen sollen an einen möglichst kleinen, symmetrisch geerdeten, induktions- und kapazitätslosen Widerstand geführt werden, welcher nun seinerseits als Stromquelle zu benutzen ist. Von diesem Widerstand aus, welcher zwecks Variierung der Stromstärke zweckmäßig variabel ausgeführt wird, müssen bifilare Leitungen zum Meßtisch, auf dem sich die eigentliche Spannungsregulierungseinrichtung befindet, führen.

Die vorhandene „störungsfreie" Meßspannung muß nun auf 10^{-7} Volt meßbar zu schwächen, sein und ferner das Verhältnis dieser Spannung zu der vom Verstärker gelieferten (die „Spannungsverstärkung" $= V_e$) festzustellen sein. Um die direkte Messung so kleiner Spannungen zu vermeiden, kann man sich z. B. so helfen, daß man zwei Spannungen herstellt, von denen die veränderliche kleine von der Größenordnung der Spannungen, die dem Verstärker zugeführt werden müssen, ist, während die andere von der Größenordnung der „verstärkten" Spannung ist. Reguliert man dann die dem Verstärker primär zugeführte Spannung so lange, bis die feste Spannung gleich der verstärkten Spannung ist, so kann man, wenn das Verhältnis der festen und variabel zugeführten Spannung bekannt ist, die Verstärkung berechnen. Die Probe auf Gleichheit der Spannungen macht man bei hörbaren Frequenzen durch abwechselndes Anlegen des gleichen Telephons an diese beiden Spannungen oder durch Anlegen eines „Röhren-

voltmeters"[1]) (siehe aber weiter unten die Bemerkungen über Vorsichtsmaßregeln). In der Fig. 3 ist die benutzte Schaltung skizziert.

Wie sich leicht berechnen läßt, ist das Verhältnis der Spannungen an den Widerständen r_2 und r_3 gleich $r_2 : \frac{r_1 \cdot r_3}{R + r_1 + r_2}$; hierfür kann bei Widerständen R von über 10 Ohm und Widerständen $r_3 = r_1 = 0{,}1$ Ohm



W = Wechselstromerzeuger; r_1 = fester Widerstand = 0,1 Ohm; r_2 = fester Widerstand = 0,2 Ohm; r_3 = fester Widerstand = 0,1 Ohm; R = variabler Widerstand von 2,5—1000 Ohm; V = Verstärker; *Tel* = Telephon.

Fig. 3.

in Anbetracht der bei diesen Messungen großen Meßfehler stets gesetzt werden $\frac{R r_2}{r_1 \cdot r_3}$. Ist nun, wie oben gefordert, die vom Verstärker E. V. gelieferte Spannung gleich der vom Widerstand r_2 abgezweigten, so ist auch die Spannungsverstärkung gleich $\frac{R \cdot r_2}{r_1 \cdot r_3}$.

Es ist klar, daß bei den in Betracht kommenden Frequenzen von 1000 ~ und darüber die Widerstände R tunlichst selbstinduktions- und kapazitätsfrei sein müssen. Zweckmäßig wird es sein, nach

1) Hohage, Helios XXV, S. 194ff. und 201ff., 1919.

Chaperon gewickelte Widerstände aus dünnem Draht zu nehmen. Die Widerstände r_1, r_2 und r_3 werden zweckmäßig in der Form von Spiralen mit 2—3 Windungen hergestellt, und zwar r_1 und $r_2 = 0,1$, $r_3 = 0,2$ Ohm. Die Selbstinduktionswiderstände können dann bei diesen Frequenzen noch vernachlässigt werden. Sehr sorgfältig ist auf die Lage der Abzweigwiderstände zueinander zu achten. Es darf keinerlei direkte Beeinflussung von r_2 oder r_1 auf r_3 möglich sein.

Ein gutes Kriterium auf Störungsfreiheit ist das allmähliche Abnehmen der Lautstärke bei Vergrößerung des Widerstandes R; bei Einstellung $R = \infty$ dürfen keinerlei Töne zu hören sein, obgleich in r_1 und r_2 Strom fließt. Ebenso muß das Kurzschließen von r_3 mit einem dicken Kupferbügel den Verstärker zum Schweigen bringen, wenn alles übrige eingeschaltet ist.

Diese Störungsfreiheit wird nach Vorschlag von Barkhausen erreicht durch sehr kurze Leitungsführung und möglichst kleine Dimensionen des Apparates. Induktive Wirkungen der einzelnen Widerstände aufeinander werden durch geeignete Lagerung (Drehung) der betreffenden Teile beim Bau des Apparates zu berücksichtigen sein.

Einen Apparat, bei dem alles dies berücksichtigt ist, stellt die Firma E. F. Huth her.

2. Teil. Messung der Leistungsverstärkung eines Niederfrequenzverstärkers.

Die Widerstände R (Fig. 3) sind bei diesem Apparat in logarithmischer Abstufung von etwa 25% hergestellt, sodaß ein Verstärkungsgradmesser, der von 50facher bis zu 20000facher Spannungsverstärkung zu messen imstande ist, demgemäß 30 Stufen hat; durch Anordnung eines zweiten Widerstandes r_2 kann man denselben außerdem für mehrere Meßbereiche herstellen. Da die Spannungsvergleichung durch Einstellung auf gleiche Lautstärke geschieht, so braucht wegen der unvermeidlichen subjektiven Fehler, die bei Geübten ca. $\pm 5\%$, bei Ungeübten $\pm 15\%$ betragen, die Abstufung des Widerstandes nicht sonderlich fein zu sein. Eine größere Genauigkeit anzustreben, hat praktisch nicht viel Wert, da durch unvermeidliche Einflüsse, wie sie allein die Verschiedenheit der Charakteristiken der verwandten Röhre, die Schwankungen der Heizspannung usw. mit sich bringen, schon Unterschiede der genannten Größenordnung hervorgerufen werden können. Man wird vielmehr Unterschiede von $\pm 15\%$ zwischen den einzelnen Verstärkerexemplaren als zulässig zu betrachten haben.

Bei der eben beschriebenen Messung der Spannungsverstärkung

weicht die Schaltung sehr erheblich von den Bedingungen der Praxis ab, denn die Primärspule des Eingangskreises liegt an einem Widerstand von 0,1 Ohm, während in der Praxis Widerstände von 1000 bis 2000 Ohm, z. B. bei Verwendung mit Detektor, die Regel bilden. Eventuell kommen noch wesentlich größere Widerstände in Betracht. Jedoch kann diesem dieser Abweichung bei Verwendung der beschriebenen Methode ohne weiteres Rechnung getragen werden. Man braucht nämlich nur vor den Verstärker einen entsprechend hohen Widerstand, z. B. 1000 Ohm, zu schalten und zu berechnen, der wievielste Teil der Spannung auf den vorgeschalteten Widerstand, der wievielste auf den Verstärker kommt; dabei darf man nicht vergessen, die Änderung der Phasenverschiebung, welche durch Einschaltung des Widerstandes entsteht, zu berücksichtigen (z. B. Berechnung einer um 15 % zu kleinen Spannung am Verstärker bei $\cos \varphi = 0{,}5$, wenn der vorgeschaltete induktionslose Widerstand gleich dem Wechselwiderstand des Verstärkers gewählt wird). Ist der Verstärker elektrisch stabil, d. h. neigt er nicht zur Selbsterregung, so muß die durch das Vorschalten von Widerstand bewirkte Schwächung mit der berechneten übereinstimmen, d. h. der Verstärker arbeitet dann im „offenen" und „geschlossenen" Zustand gleich gut.

Bei der vorstehenden Messung muß zur Berechnung von $\cos \varphi$ die Selbstinduktion L des Eingangstransformators bekannt sein. Andererseits wird die Größe des Wechselstromwiderstandes des Verstärkers im Betriebszustand benötigt, um die Spannungsverstärkung auf Leistungsverstärkung umzurechnen, denn die Spannungsverstärkung allein würde nur ein schiefes Bild von der Leistungsfähigkeit des Verstärkers geben können, ist es doch möglich, durch Anordnung sehr kleiner Primärwiderstände im Eingangstransformator die Spannungsverstärkung nahezu beliebig hoch zu treiben. Daher muß noch die Stromverstärkung festgestellt werden. Vernachlässigt man die im Verstärker stattfindende Phasenverschiebung, die mittels der Frankeschen Maschine (s. w. u.) gemessen werden kann, so läßt sich die Verstärkung der Leistung

$$V_N = \frac{e\,i}{e_1\,i_1} = \frac{e^2\,w_1}{e_1^{\,2}\,w} = V_i\,V_e$$

berechnen, wo

$$w = \sqrt{R_v^{\,2} + \omega^2 L^2}$$

und R_v der Wirkwiderstand, $\omega\,\mathrm{L} = 2\pi\,\nu\,L$ der Blindwiderstand und ν Frequenz, V_e die Spannungsverstärkung und V_i die Stromverstärkung bedeutet.

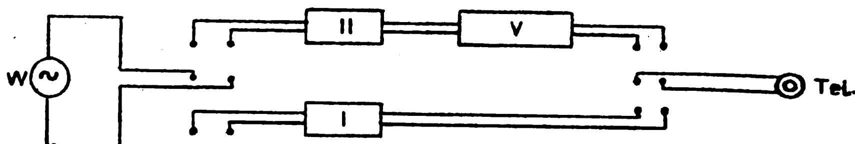
Statt der Zahl V_N gibt man, wie erwähnt, die Zahl $\sqrt{V_N}$ als die Leistungsverstärkung an. (Über die Größe der Leistungsverstärkung bei Vorschalten eines Widerstandes vor den Verstärker und ohne einen solchen siehe Anmerkung.[1]) Es soll noch kurz auf 2 andere Meßmethoden eingegangen werden, die ebenfalls die Messung der Spannungs- und Stromverstärkung auszuführen gestatten.

Betrachten wir zunächst die Methode des künstlichen Kabels. Die Verluste in einer Kabelleitung werden, wie aus der Telegraphentechnik bekannt ist, charakterisiert durch die Größe $e^{-\beta l}$, wo e die Basis der natürlichen Logarithmen, β eine Konstante und l die Entfernung ist, in welcher der ankommende Impuls auf den $e^{-\beta l}$ Teil zurückgegangen ist. Die Größe βl ist also charakteristisch für die Verluste. Mit veränderlichen βl kann man die Dämpfung $e^{-\beta l}$, die der Verstärker gerade aufzuheben imstande ist, feststellen; man kann also die Verstärkung auch definieren als $V_e = e^{+\beta l}$.

Die folgende Tabelle gibt den Zusammenhang zwischen der Verstärkung und der Größe βl:

V_e	1	2,7	7,1	20	33	55	90
βl	0	1	2	3	3,5	4	4,5
V_e	150	400	1100	3000	22000	59000	
βl	5	6	7	8	10	11	

Hat man künstliche Kabel von bekanntem βe, so kann man die Dämpfung $e^{-\beta l}$, die der Verstärker gerade aufzuheben imstande ist, gemäß



I u. *II* = βl Kästen; *V* = Verstärker; *Tel* = Telephon; *W* = Wechselstromerzeuger. Fig. 4.

Schaltungsskizze Fig. 4 leicht wieder nach der Methode der gleichen Lautstärke feststellen.

---

1) Anmerkung. Macht man die Messung einmal mit vor den Verstärker geschalteten Widerstand und einmal ohne vorgeschalteten Widerstand, um den praktischen Verhältnissen nahezukommen, so können streng genommen, selbst wenn man die unverstärkte Spannung entsprechend dem vorgeschalteten Widerstand so verändert, daß in beiden Fällen die gleiche Primärspannung am Verstärker liegt, die Leistungsverstärkungen niemals genau gleich herauskommen, weil der primäre Strom das erste Mal eine andere

Es ist zweckmäßig, auf beide Seiten ein künstliches Kabel zu legen, damit die Widerstände so groß sind, daß die Spannung der Stromquelle unabhängig von der Belastung wird; für Kabel I wird dabei zweckmäßig etwa $\beta l = 1$ zu wählen sein.

Die Kabelmethode unterscheidet sich prinzipiell von der Widerstandsmethode garnicht. Nur sind von vornherein größere Widerstände vor den Verstärker geschaltet. Die Resultate sind, wie auch die Praxis erwiesen hat, bei richtiger Berücksichtigung der Eingangswiderstände der Verstärker identisch. Ein Nachteil der Methode ist die räumlich erheblich umfangreichere Schaltungsanordnung, die zur Folge hat, daß die Meßeinrichtung gegen Störungen jeder Art, besonders unsymmetrisch liegender Wechselfelder, wesentlich empfindlicher ist, als die vorher erwähnte, und daß auftretende Störungen schwerer durch Erdleitungen und gegenseitige Verschiebung der Apparate zu beseitigen sind. Es kommt noch hinzu, daß die Messung der Größe βl eigentlich ein Umweg ist und nur für die Telegrapheningenieure Interesse hat, abgesehen davon, daß die Nacheichung der βl-Kästen nicht mit so einfachen Mitteln durchzuführen ist, wie die der Widerstände.

Eine dritte, von Siemens & Halske angewandte sehr elegante Methode, welche allerdings wesentlich größere Mittel erfordert. ist die Messung der Verstärkung mit der Frankeschen Maschine. Die Frankesche Maschine ist ein Stromerzeuger für sinusförmige Wechselströme von der Frequenz 900—3000 $\sim$, welcher 2 gegeneinander verdrehbare ruhende eisenlose Anker besitzt. Zwischen ihnen rotiert ein Polkranz, der mit einer Feldwicklung versehen ist und mit Gleichstrom magnetisiert wird. Die aus der Ankerwicklung entnommenen Wechselströme können durch Verdrehen der Anker gegeneinander zu beliebiger Phasenverschiebung gebracht werden.

Führt man die in der Fig. 5 angedeutete Schaltung aus, in der A_1 und A_2 die beiden gegeneinander geschalteten Anker, V der Verstärker, *Tel* das Telephon, r_3 der Eingangswiderstand des Verstärkers, r_4 der Widerstand des Ausgangskreises des Verstärkers mit angeschlossenem

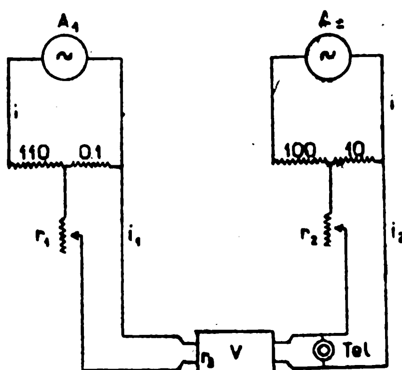
---

Phase hat, als das zweite Mal, so daß also die Phasenverschiebung im Verstärker verschiedene Fehler verursacht. Doch ist diese Vernachlässigung in Anbetracht der oben erwähnten Meßfehler ohne merklichen Einfluß auf das Resultat, und es genügt auf alle Fälle, als Leistungsverstärkung die oben erwähnte Größe $\sqrt{V_N}$ zu setzen. Bei gleichen elektrischen Eigenschaften des Telephons und des Eingangstransformators kann die Rechnung vermieden werden, wenn man dem Telephon bei der Vergleichsmessung einen Widerstand entsprechender Größen vorschaltet.

Telephon und $r_1 + r_3$ bzw. $r_2 + r_4$ die Widerstände, i_1 und i_2 die Ströme in den abgezweigten Kreisen sind, so ist, wenn r_1 und r_2 genügend groß, sind[1]) z. B. 10000 bzw. 1000 Ohm mit genügender Annäherung der Strom im Eingangstransformator des Verstärkers $J = \frac{i \cdot 0{,}1}{r_1 + r_3}$, der Strom im Ausgangskreis

$$\frac{i \cdot 0{,}1}{r_1 + r_3} \cdot V_i$$

wenn V_i die Stromverstärkung ist.



A_1 u. A_2 = Anker; r_1, r_2, r_3 = Widerstände; i, i_1, i_2 = Ströme; *Tel* = Telephon; V = Verstärker.
Fig. 5.

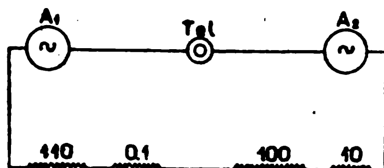
Schaltet man diesem Strom den Strom des zweiten Ankers in der richtigen Phase entgegen, so ist dieser gleich $\frac{i \cdot 10}{r_2 + r_4}$. Das Telephon T wird dann tonlos sein. Also berechnet sich

$$V_i = \frac{10}{r_2 + r_4} \cdot \frac{r_1 + r_3}{0{,}1}$$

Hieraus läßt sich bei Kenntnis des Wechselstromwiderstandes V_N berechnen. Um die Ströme in beiden Ankern auf gleiche Phasen zu bringen, wird vor der Messung die folgende Schaltung (Fig. 6) an-

1) Diese Methode wurde mit Vorteil bei der Messung von 5fach Verstärkern (s. u. A) angewandt, deren Eingangs- und Ausgangswiderstand 1 Ohm betrug.

gewandt: Man dreht die Anker so lange gegeneinander bis das Telephon tonlos ist und liest die Stellung der Anker ab, die zur Erzielung der Tonlosigkeit eingestellt werden mußte, und hat daher bei der eigentlichen Messung die Möglichkeit, die Phasenverschiebung nicht nur zu kompensieren sondern auch zu messen. Es stellte sich heraus, daß pro Transformator der Verstärker durchschnittlich eine Phasen-



A_1, A_2 = Anker; *Tel* = Telephon.
Fig. 6.

verschiebung von rund 10^0 bewirkte. Auch die Messungen der Verstärkung mit der Frankeschen Maschine stimmen mit den Messungen nach den anderen Methoden gut überein, wie durch Vergleich von drei- und fünffach-Verstärkern konstatiert wurde.

Über die Störungen ist selbstverständlich das gleiche zu sagen wie bei Methode 2. Man muß bei so umfangreichen Leitungsführungen und Anordnungen mit großer Vorsicht zu Werke gehen. Andererseits gibt bei äußerst präzisem Aufbau diese Methode wesentlich genauere Resultate, als die beiden anderen, weil sie eine O-Methode ist.

Man hat versucht, die beiden ersten Methoden dadurch genauer zu gestalten, daß man anstatt des Telephons ein objektiv anzeigendes Instrument verwendet, um die Feststellung der gleichen Lautstärke vorzunehmen.

Der an sich einwandfreie Detektor in Verbindung mit einem Galvanometer ist, wenn man die Endleistungen nicht über das praktisch vorkommende Maß steigern will, nur bei Verwendung eines Spiegelgalvanometers empfindlich genug. (Man kann annehmen, daß ein guter Pyritdetektor 20 % des zugeführten Wechselstromes in Gleichstrom umwandelt.) Gleichrichterschaltungen mit Elektronenröhren geben zwar genügende Empfindlichkeiten, verändern aber die Resonanzlage und Resonanzamplitude des Ausgangskreises häufig derartig, daß der Verstärker nicht mehr unter normalen Bedingungen arbeitet. Daher sind die Resultate nicht unbedingt vergleichbar mit denen, die durch akustische Messung gewonnen werden, und die bei der üblichen Verwendung des Verstärkers in Verbindung mit einem Telephon als maß-

gebend anzusehen sind. Bei großen Endlautstärken hat man mit Erfolg den Barretter[1]) angewandt und zwar so, daß hinter das Ausgangstelephon ein Transformator von verhältnismäßig niedrigem Wechselstromwiderstand geschaltet wird, in dessen Sekundärkreis der Barretter liegt. Überhaupt ist jede objektive Meßmethode zulässig, sobald durch ihre Anwendung die Widerstands- und Phasenverschiebungsverhältnisse des Ausgangskreises nicht merklich verändert werden. Ein prinzipieller Nachteil der ausschließlich objektiven Messung bleibt stets bestehen: die Unmöglichkeit fremde Störungen zu erkennen. Denn während ein Geübter, der z. B. ein Maschinengeräusch von 3000 Perioden, welches nur auf der Seite „verstärkt" zu hören ist, bei der Messung leicht ausscheidet und nur die Lautstärke der Töne vergleicht, die verglichen werden sollen, mißt der objektive Meßapparat alles mit und bewertet es ganz falsch, d. h. nach der Stromstärke und nicht nach der physiologischen Wirksamkeit[2]), auf die es bei der üblichen Verwendung des Verstärkers allein ankommt.[3])

3. Teil. Messung der Wechselstromwiderstände von Niederfrequenzverstärkern.

Es muß noch von der Messung der Wechselstromwiderstände gesprochen werden, deren Feststellungen, wie wir sahen, bei bekannter Spannungsverstärkung oder Stromverstärkung zur Kennzeichnung der Leistungsfähigkeit eines Verstärkers unbedingt notwendig ist.

Es sind für diesen Zweck eine große Anzahl von Methoden vorgeschlagen worden. Sehr gut hat sich, wie gleich vorausgeschickt sei, die altbekannte Wheatstonesche Brückenmethode bewährt, allerdings mit einigen kleinen Abänderungen und vor allem unter peinlichster Beobachtung einiger Vorsichtsmaßregeln, die sonst nicht mit dieser Schärfe innegehalten zu werden brauchen. Der Verstärker wird hierbei im Betriebszustand bei brennenden Röhren in einen Brückenzweig geschaltet. In die Brücke selbst wird auch ein Verstärker (es genügt

1) Empfindlichkeit eines Barretters von Haase in Hannover mit Galvanometer $3 \cdot 10^{-7}$ Amp. pro Teilstrich, 80 Ohm (Siemens & Halske), beträgt 10^{-5} Amp.

2) Die Empfindlichkeit des Ohres hat nach Untersuchungen von M. Wien bei 1000—2000 Schwingungen in der Sekunde ein flaches Maximum und fällt bei 300 bereits auf $^1/_{100}$ ihres Anfangswertes.

3) Im Zusammenhang hiermit sei auf die in den Verh. d. Phys. Ges. XXI, S. 53, 1919 beschriebene Methode der Messung von Wechselströmen bis zu 10^{-7} Amp. hingewiesen.

meist ein 2fach Verstärker mit 100facher Spannungsverstärkung) mit einem Telephon im Ausgangskreis gebracht. In den Vergleichszweig wird ein variabler Widerstand und ein festes Selbstinduktionsnormal, z. B. von 0,1 oder 1 Henry gelegt, bzw. ein Kondensator von der Größenordnung 100000 cm (hierüber siehe weiter unten).

Als Stromquelle dient die oben beschriebene Senderöhrenanordnung mit veränderlicher Schwingungszahl. Die Anordnung muß vollständig symmetrisch aufgebaut, die Zuleitungsschnüre müssen bis ganz nahe an die Anordnung verdrillt sein. Es wird zuerst mit zwei bekannten Selbstinduktionsnormalien auf tadelloses Arbeiten geprüft, und gegebenenfalls noch übrigbleibende Störungen durch die K. W. Wagnerschen Vorsichtsmaßregeln [1]) beseitigt. Die Selbstinduktionsmessung kann bei Verstärkern bis auf etwa 1 % genau ausgeführt werden. Man nimmt dabei Ströme, die etwa zehnmal so stark (also 10^{-5} Amp.) sind, wie die normalen Betriebsströme. In allen untersuchten Fällen wurde durch besondere Messung festgestellt, daß hierdurch keine merklichen Fehler entstanden, was nicht weiter verwunderlich ist, da die Widerstände in der 0,5. Potenz in die Berechnung eingehen.

Ein Punkt, auf den ganz besonders zu achten ist, ist die Erzielung eines vollständig scharfen Minimums, d. h. eines Minimums, in dem die Hauptfrequenz nicht mehr zu hören ist, während Oberfrequenzen und unharmonische Störfrequenzen äußerst geringer Amplitude noch vorhanden sein dürfen. Das Vorhandensein fremder Frequenzen stört, wenn ihre Amplitude genügend klein ist, in keiner Weise, sondern erleichtert im Gegenteil die Messung dadurch, daß im Minimum der Hauptfrequenz die Klangfarbe sich sehr stark von der unterscheidet, welche man beim Vorhandensein der Hauptfrequenz hört. Die Einstellung des Minimums gelingt nicht immer durch Variieren des Widerstandes im 4. Zweige, auch wenn dieser die richtige Größe hat; dies liegt daran, daß der Eingangstransformator eines Verstärkers nicht wie eine aperiodische Selbstinduktionsspule einen von der Frequenz unabhängigen Selbstinduktionskoeffizienten hat, sondern als Resonanzkreis wirkt, dessen Periodenzahl im Betriebszustand in der Nähe der gebräuchlichen Frequenz 1000 ~ liegt. Infolgedessen wirkt er nur dann als Selbstinduktion, wenn seine Eigenfrequenz über der des Meßstroms liegt; ist sie aber niedriger, so wirkt er als Kapazität und kann im entsprechenden Zweige infolgedessen nur durch eine Kapazität

1) Elektrot. Ztschr. 1911, S. 1001.

kompensiert werden, deren Wirkung man auch als die einer negativen Selbstinduktion bezeichnen könnte. Der Grund für das Auftreten von negativen Selbstinduktionswerten liegt im Vorzeichenwechsel des Phasenunterschiedes zwischen Strom und Spannung an der Resonanzstelle.

Man kann die Stromstärke, bei welcher die Messungen gemacht werden, nicht ganz so klein machen, wie die Betriebsstromstärke, weil sonst das Minimum nicht deutlich genug ist, muß aber soweit heruntergehen, daß durch Veränderung der Stromstärke keine merkliche Änderung mehr eintritt. Bei welcher Stromstärke dies der Fall ist, hängt von der sekundären Belastung des Eingangstransformators ab und diese wieder von dem „Gitterwiderstand" der ersten Lampe[1]); dieser soll bei hochevakuierten und richtig konstruierten Verstärkerlampen positiv und sehr groß sein (Größenordnung 10^7 bis 10^9 Ohm). Bei einer so geringen Belastung des Transformators auf der Sekundärseite ist ein Strom von 10^{-5} Amp. primär noch ohne weiteres zulässig.

Wie groß der Einfluß der Stromstärke ist, zeigt folgender beobachtete Fall: Bei 10^{-4} Amp. wurde die gemessene Selbstinduktion um etwa 30 % geringer, als bei 10^{-5} Amp., der Wirkwiderstand fiel um etwa 10 %. Der Grund hierfür ist in der erhöhten Belastung der Sekundärspule infolge des Gitterstromes bei brennender Röhre und in der dadurch bewirkten Veränderung der Dämpfung[2]) zu suchen.

Es ist noch zu erwähnen, daß selbstverständlich der mit Gleichstrom gemessene Widerstand stets kleiner ist als der Wirkwiderstand, im allgemeinen um 20—50 % außer, wenn im Betriebszustand Neigung zur Selbsterregung eintritt.

Wie stark die Selbstinduktion (L) und der Wirkwiderstand (R_w) von der Belastung des Transformators abhängt, zeigt die Fig. 7. Die verschiedene Belastung wurde dadurch erzielt, daß die Gitterspannung der ersten Verstärkerröhre (es handelt sich um einen Telefunkendreifach-Verstärker) verändert wurde. Die Werte des Gitterstroms sind ebenfalls in die Figur eingetragen. Bei diesen Messungen war die Periodenzahl ca. 900. Die Tabelle zeigt die Veränderungen der Wechselstromwiderstände zweier Verstärker bei Verwendung verschiedener Röhren. Die Röhre E V E 173 Nr. 4 hatte schlechtes Vakuum und veranlaßte

---

1) Gitterwiderstand wird das Verhältnis der Veränderung der Gitterspannung P_1 zur Veränderung des Gitterstroms J_1, also die Größe $\frac{\Delta P_1}{\Delta J_1}$ genannt.

2) Die Dämpfung beträgt bei Verstärkertransformatoren in roher Annäherung $d = 1$ bis 2.

Tabelle A.

Verschiedene Röhren und zwei verschiedene Verstärker. Bei etwa 1000 ~.

Röhre	Transf. mit offenem Eisenkern			Transf. mit geschl. Eisenkern		
	L	*Rv*	*R* ~	*L*	*Rv*	*R* ~
ohne Röhre	0,36	1900	2970	0,186	1800	2170
E V E 173 (1)	0,32	2700	3370	0,18	1900	2230
E V E 173 (3)	0,04	900	940	0,075	2200	2240
E V E 173 (4)	0;25	250!	1620	0,32	320	2020
	Gleichstromwiderstand 500 Ohm			Gleichstromwiderstand 840 Ohm		

Neigung zur Selbsterregung; hierdurch tritt teilweise eine Kompensation der durch den Wirkwiderstand bedingten Energieverluste ein. Die nächsten Bilder zeigen die Veränderung der Selbstinduktion und des Wechselstromwiderstandes des Eingangstransformators mit der Frequenz bei zwei verschiedenen im normalen Betriebszustand befindlichen Eingangstransformatoren (Fig. 8 und 9).

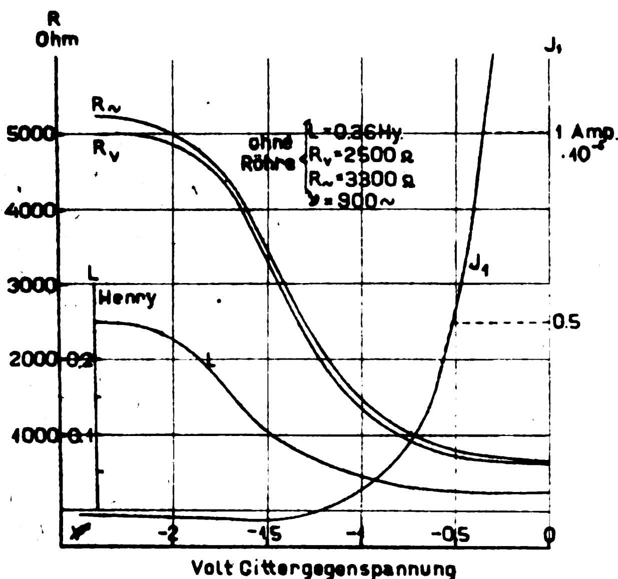
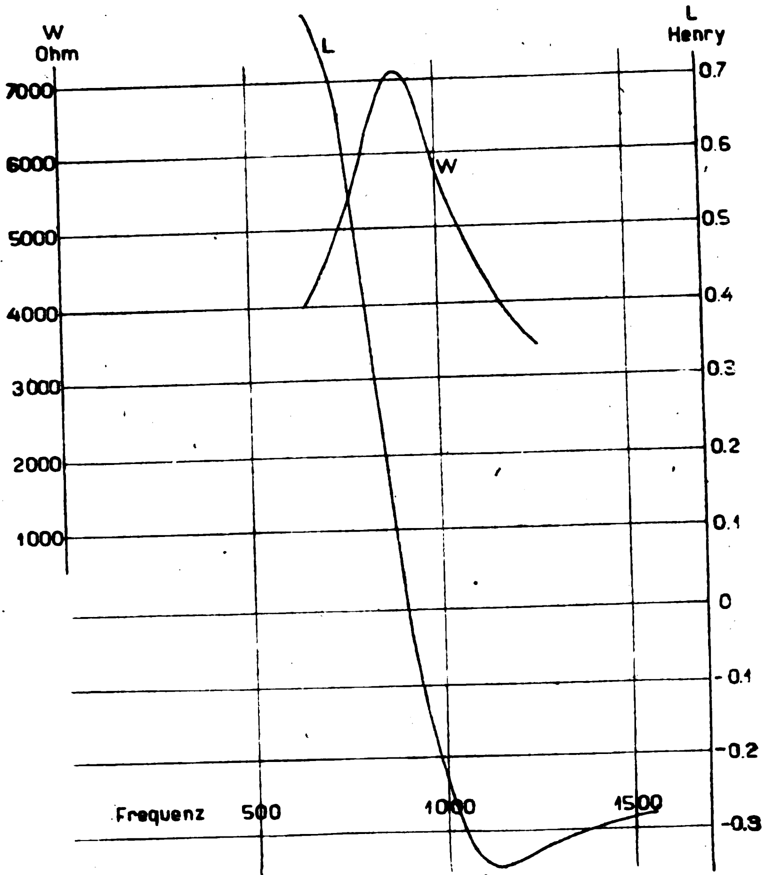


Fig. 7.

4. Teil. Einfluß der Veränderung der Stromstärke und der Frequenz auf die Messungen an Niederfrequenzverstärkern.

Bei den Widerstandsmessungen muß, wie erwähnt, besonders auf die Frequenz des Wechselstromes und auf die Belastung der Sekundär-

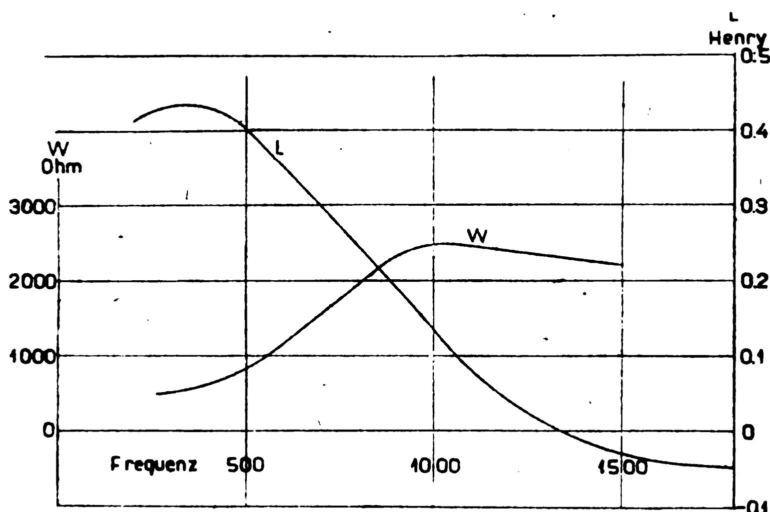


Selbstinduktionskoeffizient L und Widerstand W für Wechselstrom verschiedener Periodenzahl bei dem Eingangstransformator eines 3-Röhrenverstärkers für 50 Volt Anodenspannung.

Fig. 8.

seite geachtet werden, Blindwiderstand und Wirkwiderstand des Eingangstransformators sind von der Periodenzahl abhängig. Der Blindwiderstand ändert sich je nachdem, ob oberhalb oder unterhalb der

Resonanzlage gearbeitet wird. Die Resonanzlage ihrerseits verschiebt sich mit der Belastung. Diese ist durch den Gitterstrom, und der Gitterstrom durch das Vakuum der Lampe bestimmt und darf nicht zu groß werden; deshalb muß bei großem Gitterstrom die Messung mit geringem Primärstrom ausgeführt werden, während sonst bei gutem Vakuum die Größe des Primärstromes in gewissen Grenzen ohne Ein-



Selbstinduktionskoeffizient L und Wechselstromwiderstand W des Eingangstransformators eines 2-Röhrenverstärkers im Betriebszustand bei brennenden Röhren. Fig. 9.

fluß auf die Messung ist. (Dies gilt nur bei negativer Gittervorspannung und geringen Amplituden.)

Dagegen ist die Messung der Verstärkung stets sehr empfindlich in bezug auf die Stromstärke im Eingang.

Die Fig. 10 zeigt die Abnahme der Stromverstärkung mit der Eingangsstromstärke bei einem Vierfachverstärker. Da die Widerstände dieses Verstärkers nicht bei der gleichen Stromstärke gemessen wurden, kann aus ihr nicht zahlenmäßig auf die Veränderung der Leistungsverstärkung geschlossen werden. Jedoch würden die Kurven etwas flacher abfallen, wenn die Widerstände berücksichtigt wären, da ja der Eingangswiderstand mit steigender Stromstärke etwas abnimmt, wie wir gesehen haben.

Man kann aus der Kurve sehen, daß man bei der Messung der Verstärkung im Eingang mit Strömen von unter $5 \cdot 10^{-8}$ Amp.

arbeiten muß, d. h. mit solchen, die mit den empfindlichsten Telephonen noch eben hörbare Töne ergeben, da man sonst Größenordnungsfehler bekommt (1000 Parallel-Ohm = $3 \cdot 10^{-8}$ Amp. im 1000 ohmigen EH_2-Telephon von Telefunken.[1])

Was die Wirkung der Frequenz auf die Verstärkungsmessung betrifft, muß man in der Nähe der Resonanzlage naturgemäß vorsichtig sein, und es empfiehlt sich, wie schon erwähnt, die Frequenz mit einer Genauigkeit von 10—15 Schwingungen pro Sekunde festzustellen.

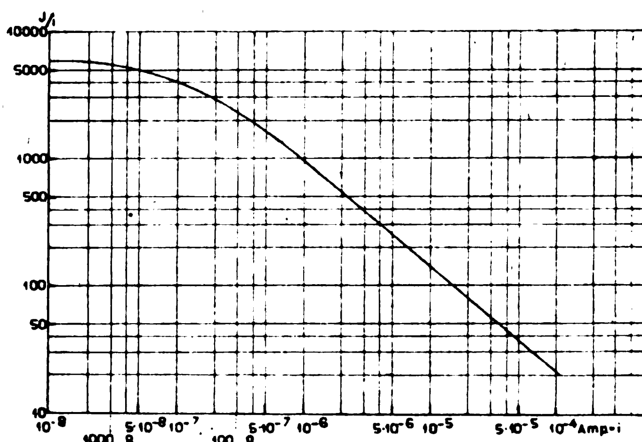


Fig. 10.

Unter Berücksichtigung aller erwähnten Vorsichtsmaßregeln ist es möglich, die Leistungsbeurteilung von Niederfrequenzverstärkern mit einem Fehler von $\pm 15\,^0/_0$ vorzunehmen. Genauere Angaben haben selbst bei bester Berücksichtigung aller in Betracht kommenden Gesichtspunkte keinen Wert, denn der wichtigste Teil des Verstärkers, die Verstärkerröhre, ist bezüglich ihres Gitterstromes fast niemals genau konstant; dazu rufen ganz kleine Veränderungen in der Heizspannung häufig ziemlich große Veränderungen der Dämpfung der Übertrager hervor. Dies gilt natürlich ganz besonders, wenn die Verstärker nicht mit den Lampen geprüft werden, mit welchen sie benutzt werden, sondern nur mit Lampen der gleichen Art. Eine sichere Aussage über die Leistungsfähigkeit kann deshalb nur unter der Bedingung gemacht werden, daß die Verstärkerröhren zusammen mit ihren Eisenvorschalt-

1) Verh. d. Phys. Ges. XXI, S. 50, 1919.

widerständen sorgfältigen Prüfungen unterworfen und genau ausgesucht werden.

Zum Schluß dieses Teiles sei eine Tabelle über die mit Verstärkern bei verschiedener Röhrenzahl im Mittel bei Verwendung von Eingitterröhren von Siemens & Halske und Telefunken erzielten Verstärkungen gegeben:

		V_N
1	Röhre	10— 15
2	Röhren	150— 200
3	„	1000— 1500
4	„	4000— 6000
5	„	20000—25000

Diese Angaben beziehen sich auf stabile Verstärker, welche gegen Selbsterregung und Störungen von außen in weitem Maße geschützt sind. Geht man auf labile Systeme über, so gelingt es oft bereits mit 3fach-Verstärkern, Verstärkungen von 5000 und mehr zu erhalten, man hat jedoch nicht die Gewähr dafür, daß diese Verstärkungen unter allen Verhältnissen reproduzierbar sind, und daß die Verstärker nicht wegen Neigung zur Selbsterregung gelegentlich ganz versagen.

b) Hochfrequenzverstärker.

Wenn schon bei der Betrachtung der Leistungsverstärkung von Niederfrequenzverstärkern allerlei zu bedenken war, so ist dies in erhöhtem Maße bei den Hochfrequenzverstärkern der Fall, denn hier versagen zunächst alle die Meßmethoden, die wir oben entwickelt haben. Der beschriebene Spannungsteiler ist bei Hochfrequenz vollständig unbrauchbar, denn die Restkapazität und Selbstinduktion der Widerstände würden große Störungen verursachen. Das Telephon als Vergleichsapparat ist nicht mehr ohne weiteres anwendbar, weil die Schwingungen unhörbar sind. Die äquivalenten Widerstände der Verstärker sind nicht mehr feststellbar, und ihre Feststellung hätte auch wenig Zweck, da der Verstärker im Eingang Hochfrequenz empfängt und im Ausgang Niederfrequenz abgibt.

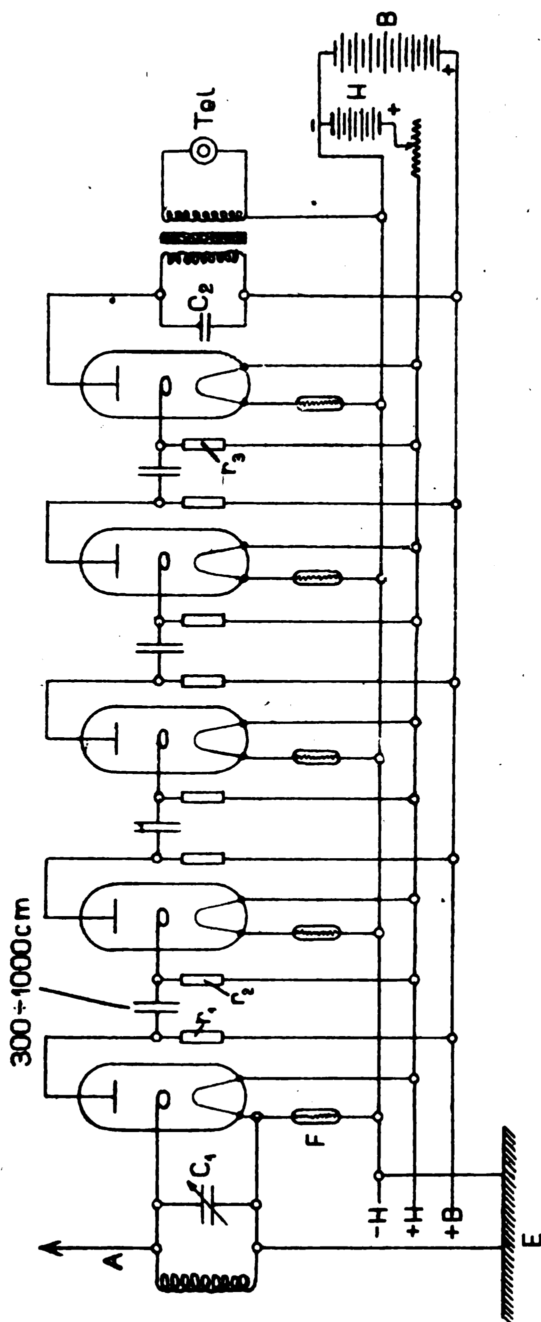
Im folgenden soll eine teils unter Überwindung und teils unter Umgehung dieser Schwierigkeiten entworfene und ausprobierte Anordnung beschrieben werden, welche es gestattet, die Frage zu beantworten: Welchem Niederfrequenzverstärker ist der betreffende Hochfrequenzverstärker in seiner praktischen Wirkung äquivalent?

Wir fassen zunächst die Tatsache ins Auge, daß der Hochfrequenz-

verstärker, wie er zurzeit gebaut wird, eigentlich aus zwei Apparaten zusammengesetzt ist: dem eigentlichen Hochfrequenzverstärker und dem Ausgangsaudion, welches die Hochfrequenzimpulse gleichrichtet und so für den objektiven oder subjektiven Empfang zugänglich macht. Fig. 11 zeigt eine der Schaltungsmöglichkeiten für einen Hochfrequenzverstärker, bei dem die letzte Röhre durch geeignete Einstellung der Gitterspannung mittels des Widerstandes r_3 als Audion wirkt. Die Zweckmäßigkeit dieser oder einer anderen Schaltung soll hier nicht entschieden werden, sondern es soll lediglich die Aufgabe, wie man einen derartig geschalteten Verstärker auf seine Leistungsfähigkeit hin prüfen kann, behandelt werden. Es ist klar, daß wir uns ein Audion A gleicher Art herstellen müssen, wie das Ausgangsaudion des Verstärkers, damit wir die Wirkung des Hochfrequenzverstärkers bei unserem Vergleich von der des Audions trennen können. Wir werden dann bestrebt sein, unter Verwendung dieses Vergleichsaudions das Verhältnis der Ausgangs- und Eingangsspannungen zu messen, d. h. der Spannung vor und hinter dem Hochfrequenzverstärker. Dafür müssen wir uns in erster Linie darüber klar werden, welche Bedeutung eine von uns festgestellte Spannungsverstärkung beim Hochfrequenzverstärker hat.

Bei einem Niederfrequenzverstärker von gleichem Ausgangs- und Eingangswiderstand war ja bei $V_N = 100$ die Spannung am Ende des Verstärkers 100mal so groß als die Eingangsspannung. Wir vergegenwärtigen uns hierbei, daß bei Niederfrequenzverstärkung die Spannung am Ausgang und am Eingang die gleiche Frequenz hat, und daß bei Erhöhung der Spannung am Eingang die Spannung am Ausgang sich proportional erhöht. Anders bei Hochfrequenzverstärkung. Die Spannung, die das Audion liefert, oder auch die des Detektors, wenn wir einen solchen am Ende anwenden würden, ist proportional dem Quadrat der Spannung auf der Hochfrequenzseite, so daß also z. B. beim Empfang einer tönenden Station eine n-fache Hochfrequenzverstärkung mit Audion am Ende gleichwertig ist einer n^2-fachen Niederfrequenzverstärkung mit Audion oder Detektor am Anfang. Der Grund hierfür liegt offenbar darin, daß die gleichgerichtete Spannung im Anodenkreis eines Audions bzw. im Detektorenkreise bei den hier untersuchten verhältnismäßig großen Gitterspannungsschwankungen (rund 10^{-4} bis 10^{-5} Volt) etwa quadratisch von der Gitterspannung abhängt.[1])

1) Bei sehr kleinen Gittererregungen scheint eine etwa proportionale oder sogar noch kleinere Empfindlichkeit vorhanden zu sein (**Schwellenwert**).



A = Antenne; *H* = 6 Volt Heizbatterie; *B* = 100 Volt Anodenbatterie C_1 = Antennenkondensator; C_2 = Kondensator im Ausgangskreis; $r_1 \sim 3 \cdot 10^5\ \Omega$; $r_2 \sim 3 \cdot 10^6\ \Omega$; $r_3 \sim 13 \cdot 10^6\ \Omega$; *Tel* = Telephon; *F* = Eisenwiderstand; *E* = Erde.

Fig. 11.

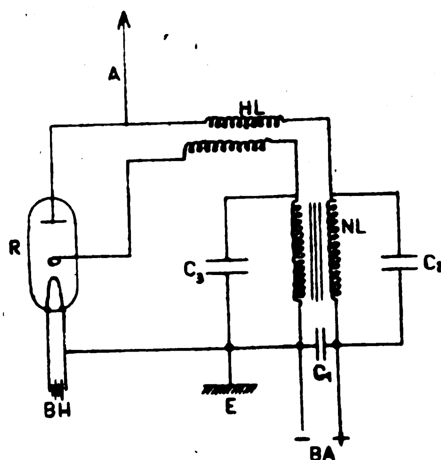
Die tatsächlichen Verhältnisse liegen infolge der Abhängigkeit der Anodenkreisspannungsschwankungen von der Amplitude und der Dämpfung der ankommenden Impulse ziemlich kompliziert. Experimentell ergab sich jedenfalls — wie weiter unten gezeigt werden wird —, daß ein Hochfrequenzverstärker, dessen Spannungsverstärkung nach der weiter unten beschriebenen Methode zu 30 gemessen wurde, die gleiche Wirkung hat, wie ein mit demselben Vergleichaudion von derselben Stromquelle betriebener Niederfrequenzverstärker von 900 facher Spannungsverstärkung. Das Audion lag, wie gesagt, bei der Hochfrequenzverstärkung hinter und bei der Niederfrequenzverstärkung vor dem Verstärker.

Noch etwas schwieriger übersehbar werden die Verhältnisse, wenn wir es nicht mit einem gewöhnlichen Audion, sondern mit einem solchen mit Rückkoppelung zu tun haben.

Die Spannungsverstärkung eines Hochfrequenzverstärkers zu messen, wurde in folgender Weise versucht:

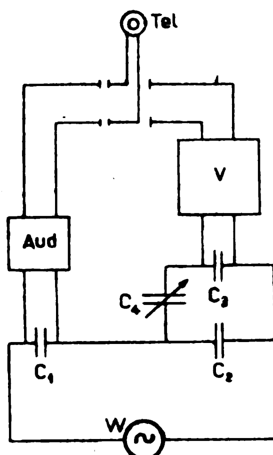
Das Vergleichaudion lag an einer festen, der Verstärker, der gemessen werden sollte, an einer veränderlichen Kapazität. Beide Kapazitäten waren in Reihe geschaltet und wurden von Hochfrequenzströmen durchflossen, deren Stärke im Rhythmus eines hörbaren Tones schwankte. Die veränderliche Kapazität wurde so lange reguliert, bis der Ton eines Telephons, abwechselnd an das Audion und an den Verstärker gelegt, gleich laut erschien. Aus dem Verhältnis der beiden Kapazitäten läßt sich dann die Spannungsverstärkung berechnen. Die Intensitätsschwankungen des Hochfrequenzstromes wurden entweder dadurch erzielt, daß der Hochfrequenzstrom durch Überlagerung zweier Hochfrequenzschwingungen erzeugt wurde (Schwebungen) oder nach dem Vorschlag von Herrn Ing. P. Paschen durch einen Tonsender für ungedämpfte Schwingungen, welcher zugleich eine Hoch- und eine Niederfrequenzschwingung erzeugt (Fig. 12). Die Niederfrequenzschwingungen wirken auf den Hochfrequenzverstärker im wesentlichen nur als Amplitudenschwankungen der Hochfrequenz, so daß wir ähnliche Verhältnisse haben wie im ersten Falle.

Da es praktisch unmöglich ist, genügend starke Regulierbarkeit der veränderlichen Kapazität mit einzelnen Kondensatoren herzustellen, wurde eine Verzweigungsschaltung mit ganz kurzen Zuleitungen hergestellt, wie sie in der Fig. 13 angegeben ist. Die Schaltung erinnert an die Widerstandsschaltung, die beim Niederfrequenzverstärker verwandt wurde. Für Niederfrequenz ist sie unbrauchbar, da das elektrische Feld der Kondensatoren zu sehr streut, und außerdem die



A = Antenne; HL = Hochfrequenzschwingung; NL = Niederfrequenzschwingung; C_1, C_2, C_3 = Kapazitäten; R = Röhre = Tonsender; BH = Heizbatterie; BA = Anodenbatterie; E = Erde.

Fig. 12.



W = Hochfrequenzerzeuger; C_1, C_2, C_3 = Kondensatoren; C_4 = Drehkondensator; Aud = Audion; V = Hochfrequenzverstärker; Tel = Telephon.

Fig. 13.

Widerstände für Niederfrequenz viel zu hoch sind. Die Spannungsverstärkung berechnet sich, wie nicht weiter abgeleitet zu werden braucht, zu:

$$V_e = \frac{c_3}{c_1} + \frac{c_2}{c_1} \cdot \frac{(c_3 + c_4)}{c_4}$$

Auch bei dieser Anordnung war der Veränderungsbereich des Drehkondensators c_4 noch nicht ausreichend, und um einen Meßbereich von $V_e = 10$—5000 herzustellen, wurden c_2 und c_3 als Stufenkondensatoren ausgeführt. Im folgenden sind die Abmessungen für die meist in Betracht kommenden Meßbereiche 1 und 2 gegeben:

1. Verstärkung 7—50 $c_1 = 10000$ cm
$c_4 = 200-2200$ cm Drehkondensator
$c_2 = 10000$ cm
$c_3 = 10000$ cm.

2. Bei Verstärkungen von 25—200 wird $c_2 = 20000$ cm
$c_3 = 20000$ cm

gewählt.

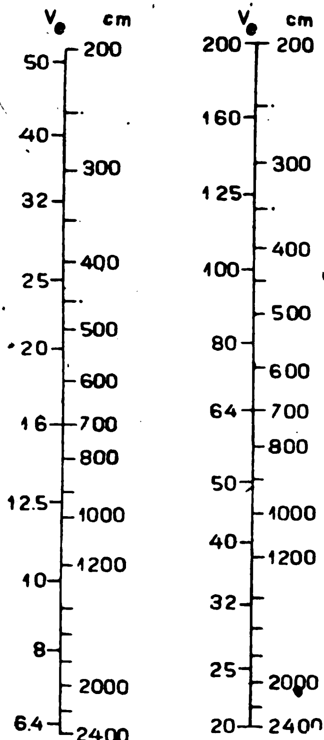


Fig. 14.

In Fig. 14 sind die Skalen gezeichnet, in denen V_e als Funktion von c_4 für die beiden Meßbereiche dargestellt ist.

Die Meßeinrichtung wurde so zusammengebaut, daß mittels zweier Stecker die Meßbereiche leicht zusammengeschaltet werden konnten.

Mit der beschriebenen Hochfrequenzverstärkermeßeinrichtung konnte in folgender Weise die oben aufgestellte Behauptung, daß eine n-fache Hochfrequenzverstärkung einer n^2-fachen Niederfrequenzverstärkung entspricht, experimentell belegt werden:

Ein normaler Niederfrequenzdreifachverstärker von Telefunken wurde an einen aperiodischen Audion- bzw. Detektorempfangskreis angeschlossen und diesen an den variablen Kondensator des Hochfrequenzverstärkermeßapparates gelegt, hierauf wurde das Audion bzw. der Detektor mit dem Telephon an den festen Kondensator gelegt, und durch Vergleichen der Lautstärken mit nnd ohne Verstärker die Hochfrequenzverstärkungszahl gemessen. Der Niederfrequenzverstärker konnte dabei durch Regulieren der Heizung der zweiten

Verstärkerröhre auf verschiedene Verstärkungen eingestellt werden. (Die zweite Röhre wurde gewählt, weil diese den Eingangswiderstand nicht merklich beeinflußte.)

Die Niederfrequenzspannungsverstärkung und der Widerstand wurden in der oben beschriebenen Weise getrennt gemessen. Da der Eingangswiderstand gleich dem Ausgangswiderstand war, so kann die Wurzel aus der Leistungsverstärkung gleich der Spannungsverstärkung gesetzt werden.

Die folgende Tabelle zeigt, daß tatsächlich in Verbindung mit Audion bzw. Detektor die Niederfrequenzverstärkung n^2 betragen mußte, wenn eine n-fache Hochfrequenzverstärkung erhalten werden sollte, oder mit anderen Worten, daß eine n-fache Hochfrequenzverstärkung derselben Lautstärke entspricht wie eine n^2-fache Niederfrequenzverstärkung.

Detektor		Audion		
V_I	V_{II}	V_I	V_{II}	
6,5	40	6,5	40	
11,5	100	11	120	
17	300	13	140	V_I Hochfrequenzverstärkung
21	400	17	300	V_{II} Niederfrequenzverstärkung
31	800	20	400	
40	1600	32	1000	
		36	1600	

Ferner wurden eine Anzahl von Hochfrequenzverstärkern verschiedener Konstruktion bei verschiedenen Wellenlängen durchgeprüft und die gewonnenen Resultate mit Audion und Niederfrequenzverstärker verglichen. Es zeigte sich, daß an der Rahmenantenne den gemessenen Hochfrequenzspannungsverstärkungen ziemlich genau die quadratischen Niederfrequenzspannungsverstärkungen (bei gleichem Ausgangs- und Eingangswiderstand des Verstärkers) entsprechen, während an der gewöhnlichen Antenne das Verhältnis für den Hochfrequenzverstärker wesentlich ungünstiger war. Die folgende Tabelle zeigt die bei einem

Wellenlänge	Äquivalente Niederfrequenzverstärkung zur Erzielung der gleichen Lautstärke
2000	10000
1500	5000
1000	2000
750	800

Telefunkenverstärker mit 4 Röhren und Schlußaudion gemessenen Hochfrequenzspannungsverstärkungen bei verschiedenen Wellenlängen. Dem

Verstärker waren für verschiedene Wellenlängen Abstimmkreise beigegeben, die, wenn notwendig, benutzt wurden.

Bei Überhitzung der Röhren bis in die Nähe der Selbsttöngrenze des Verstärkers konnte die Verstärkung noch wesentlich gesteigert werden.

Die Messungen mit Hochfrequenzverstärkern bieten wegen der größeren Inkonstanz der Verstärker gegenüber den Niederfrequenzverstärkern wesentlich größere Schwierigkeiten und sind daher mit größeren Unsicherheiten behaftet.

Es ist nicht schwer, den Grund hierfür einzusehen. Wird nämlich, wie dies gewöhnlich geschieht, um die Empfangsmöglichkeit eines größeren Wellenbereiches zu gewährleisten, die aperiodische Schaltung (siehe Fig. 11) für den Hochfrequenzverstärker gewählt, so ist der Verstärker sowohl äußeren Hochfrequenzstörungen als auch inneren Störungen durch Selbsterregung wesentlich mehr ausgesetzt als der Niederfrequenzverstärker. Äußere Störungen entstehen z. B. durch feuernde Bürsten von Motoren, Dynamomaschinen, innere durch „wilde Schwingungen“, die von kapazitiv gekoppelten Schwingungssystemen herrühren, die unbeabsichtigterweise dem Verstärker beim Zusammenbau einverleibt wurden. Alle solche Störungen prägen sich beim Niederfrequenzverstärker deswegen weniger aus, weil dieser durch seine relativ scharfe Resonanzabstimmung mehr dagegen geschützt ist. Dafür ist er aber anderen Störungen unterworfen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll. Die Untersuchung und der Vergleich der Störungsempfindlichkeit und Betriebssicherheit und ihre Kennzeichnung durch Laboratoriumsversuche muß vielmehr gesondert erfolgen.

Zusammenfassung.

Es werden praktische Methoden zur Bewertung der Leistungsfähigkeit von Verstärkern für Nieder- und Hochfrequenz besprochen und gezeigt, daß es möglich und zweckmäßig ist, diese Prüfungen unabhängig von anderen Fragen, wie Anpassung und Betriebssicherheit, im Laboratorium durchzuführen. Da diese anderen Fragen für die praktische Verwendbarkeit eines Verstärkers ebenfalls von ausschlaggebender Bedeutung sind, so müssen sie, um einen Verstärker vollständig zu kennzeichnen, stets von Fall zu Fall gesondert betrachtet werden und ergeben zusammen mit der nach den beschriebenen Methoden festgestellten Leistungsfähigkeit das Gesamtwerturteil über den Verstärker.

Über die Verwendung von Spulen an Stelle von Antennen beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie.

Von Dr.-Ing. **Herbert Hoffmann.**

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Inspektion des Torpedowesens.)

I. Einleitung.

Seit es gelungen ist, die ankommenden Zeichen in der drahtlosen Telegraphie mit Hilfe von Kathodenröhren in ganz außerordentlichem Maße zu verstärken, konnte man sich auch wieder dem Problem zuwenden, Spulen an Stelle von Antennen zu verwenden. Die bemerkenswerten Versuche von Prof. Braun[1]) in dieser Richtung konnten zu keinen praktischen Empfangsanordnungen führen, da es damals noch an den erforderlichen Verstärkern fehlte.

Die Vorteile, die eine Empfangsapparatur ohne Antenne bietet, sind in vielen Punkten von großer Bedeutung, so besonders in folgenden:

1. Die Empfangsspule kann sehr nahe dem Erdboden aufgestellt werden. Versuche zeigten, daß die Lautstärke selbst dann praktisch unverändert blieb, wenn die Spule direkt im nassen Grase aufgestellt war.

2. Die ganze Empfangsapparatur ist sehr klein und unauffällig. Sie kann in jedem Zimmer aufgestellt werden, ein Umstand, der besonders im Kriege von größtem Werte sein kann.

3. Durch ihre Leichtigkeit und Einfachheit eignet sich eine Spulenempfangsapparatur wesentlich besser zum Transport als eine Antennenanlage, bei der bekanntlich immer das Aufstellen des Mastes und der Antenne die längste Zeit in Anspruch nimmt.

4. Infolge der großen Richtwirkung kann man sich bei Verwendung von Spulenempfängern meist einfach dadurch von fremden Störern befreien, daß man die Spulenstellung etwas verändert.

5. Bekanntlich machen sich die sogenannten atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie um so stärker bemerkbar, je höher die Antennen sind. Da die Spule selbst sehr niedrig ist, und da sie sich außerdem sehr nahe am Erdboden befinden kann, so sind diese bei einer Antenne oft jeden Empfang unmöglich machenden Störungen hier außerordentlich gering, oft praktisch überhaupt nicht vorhanden.

---

1) Vgl. F. Braun, Über den Ersatz der offenen Strombahnen in der drahtlosen Telegraphie durch geschlossene. Jahrb. f. drahtl. Telegr. 8, 1914, Seite 1.

6. Einer der größten Vorteile, den die Spule vor der Antenne hat, ist der, daß man die Lage der Sendestation mit großer Genauigkeit eindeutig feststellen kann. Dies ist für die See- und Luftschifffahrt von der größten Bedeutung, da nicht wie beim Telefunken-Kompaß, besondere Richtungssendestationen erforderlich sind, sondern die Zeichen einer einzigen Station, z. B. die Zeitungsdiensttelegramme der Großstationen zur Richtungsbestimmung genügen. Im Kriege ist die Verfolgung von Fahrzeugen mit der Spulenapparatur in einfacher Weise möglich.

7. Außer der Spule selbst sind keine anderen Apparate erforderlich, außer denen, die auch beim gewöhnlichen Antennenempfänger gebraucht werden. Die Spule bildet daher eine vorteilhafte Ergänzung der funkentelegraphischen Ausrüstung, die mit geringsten Kosten zu beschaffen ist. Für kleine Fischerei- und andere Fahrzeuge, die nur eine Empfangsapparatur an Bord haben zwecks Aufnahme von Zeit- und Wettertelegrammen, ersetzt die Spule die Antenne vollständig und bietet außerdem noch den Vorteil der Richtungsbestimmung.

Im folgenden sollen die Eigenschaften der Spulen, die ihrer Größe und Form nach wohl auch oft „Rahmen“ genannt werden, die Dimensionierung sowie die zweckmäßigsten Schaltungen theoretisch betrachtet und experimentell geprüft werden.

II. Allgemeines über die Spulen.

Zum Verständnis der Empfangswirkung von Spulen geht man zweckmäßig von dem elektromagnetischen Felde aus. Dieses pflanzt sich in Form von konzentrischen Kreisen, deren Mittelpunkt die Sendeantenne ist, fort. In Fig. 1 sei K ein solcher Kreis. Bringen wir jetzt eine Spule in die Stellung B (in der Abbildung ist die Spule von oben gesehen und eine Seite mit einem Pfeil versehen, um den Drehsinn erkennen zu lassen), so sehen wir, daß keine Kraftlinien ihre Fläche durchsetzen. Es wird also keine E. M. K. in ihr induziert. In der Stellung A gehen die meisten Linien durch die Spulenfläche, die induzierte E. M. K. ist somit ein Maximum. In Stellung D ist die E. M. K. wieder Null und in C wieder ein Maximum. In den Zwischenstellungen ändert sich die induzierte E. M. K. nach einer Sinuskurve.

Wie bekannt, ist die in einer Spule induzierte E. M. K. proportional der Windungszahl und der Spulenfläche, wenn man das Feld als homogen ansehen kann, was bei den verhältnismäßig kleinen Spulenabmessungen ohne weiteres zulässig ist. Die Empfangslautstärke müßte also um so größer werden, je größer man die Fläche und die Win-

dungszahl macht. Für beides ergibt sich jedoch sogleich eine Grenze, wenn man an die Ausnutzung der bei Hochfrequenzschwingungen stets zweckmäßigen Resonanzverhältnisse denkt, d. h. wenn man die Spulenapparatur auf die ankommenden Wellen abstimmen will, ein Umstand, der ja schon aus Rücksicht auf Störungsfreiheit stets erforderlich ist. Wir werden daher die Wicklungsenden der Spule mit einem veränderlichen Kondensator verbinden und erhalten somit einen wenig gedämpften abstimmbaren Schwingungskreis. Es leuchtet sogleich ein,

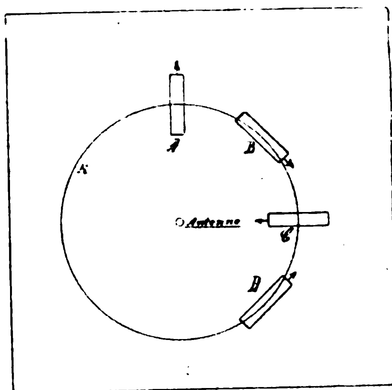


Fig. 1.

daß dieser Kondensator, sowie alle anderen Kapazitäten und Selbstinduktionen außerhalb der Spule so klein als möglich sein müssen, damit die Spule selbst soviel Windungen als möglich erhalten kann.

Da die induzierte E. M. K. proportional der Spulenfläche und der Windungszahl ist, die Selbstinduktion aber mit der Fläche langsamer als mit der Windungszahl zunimmt, so wird man die Fläche möglichst groß und die Windungszahl entsprechend kleiner wählen. Ein weiterer[1]) Vorteil der größeren Fläche liegt im folgenden: Setzen wir den Fall, daß die ankommenden Kraftlinien wegen der Nähe von störenden Leitungen an einzelnen, kleineren Stellen in ihrem Verlaufe gestört werden, daß also Reflexionen, Beugungen usw. auftreten, so wird das auf die Spule mit der größeren Fläche relativ wenig ausmachen, während das Feld der kleineren Spule, da diese eben vielleicht nur die gestörte Feldstelle umfaßt, gänzlich verändert sein kann.

Man wird ferner bestrebt sein, die gegenseitige Induktion zwischen

1) Hierauf wurde ich von Herrn Dr. Pungs zuerst aufmerksam gemacht.

den einzelnen Windungen möglichst klein zu halten; denn dann kann man ja um so mehr Windungen auf die Spule bringen. Daraus folgt, daß es unzweckmäßig ist, die Windungen dicht nebeneinander zu legen oder gar mehrere Lagen zu verwenden.

Um den Einfluß des Drahtabstandes zweier Windungen zu übersehen, wollen wir hier ein Zahlenbeispiel betrachten: Es handle sich um eine kreiszylinderförmige Spule von 1 m Durchmesser und 30 Windungen eines 1 mm starken Drahtes. Wir legen die Formel von Lord Rayleigh (Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 2. Auflage, Seite 471) zugrunde:

$$L = 4\pi r n^2 \left\{ \ln \frac{8r}{h} - \frac{1}{2} + \frac{h^2}{32r^2} \left(\ln \frac{8r}{h} + \frac{1}{4} \right) \right\} - \Delta L$$

L = Selbstinduktion in Zentimeter,
h = Länge der Spule zwischen den äußersten Windungen,
r = Spulenradius = 50 cm
n = Windungszahl = 30
$\Delta L = 4\pi r n\,(C + D)$ = Korrektionsglied, das den Einfluß der Drahtstärke berücksichtigt; C und D sind den Tabellen entnommen (vergleiche Zenneck).

Wir wollen verschiedene Ganghöhen annehmen und zwar 1, 3, 5 und 10 mm; dann erhalten wir:

g cm	h cm	$2\varrho/g$	ΔL cm	L cm
0,1	3	1	16 400	$25{,}1 \cdot 10^5$
0,3	9	0,33	− 4 340	18,6
0,5	15	0,2	− 14 000	15,8
1,0	30	0,1	− 27 000	14,5

g = Ganghöhe in Zentimeter
ϱ = Drahtradius in Zentimeter

In Fig. 2 ist L als Funktion der Ganghöhe dargestellt.

Man sieht, daß die Selbstinduktion mit Vergrößern des Windungsabstandes zuerst mehr, dann weniger abnimmt. Um nicht zu unbequeme Dimensionen zu erhalten, wird man bei Ausführung der Spule 0,5 cm Ganghöhe wählen, da eine weitere Vergrößerung nur wenig Vorteil bringt.

Man muß ferner für möglichst geringe Eigenkapazität der Spule sorgen. Diese wird schon dadurch bedeutend vermindert, daß sich zwischen den Windungen Luftabstände befinden. Es ist wesentlich, daß sich zwischen den Drähten tatsächlich Luft bzw. ein Material von

kleiner Dielektrizitätskonstante befindet, da die Kapazität im wesentlichen proportional zu dieser ist.

Ein Mittel, die Kapazität einer Spulenempfangsanordnung noch weiter herabzusetzen, besteht darin, daß man die Wicklung aus zwei

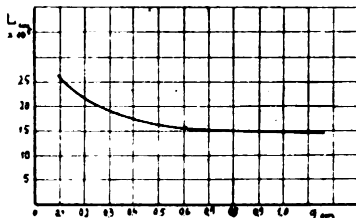


Fig. 2.

symmetrischen Teilen herstellt und zwischen beide den Abstimmkondensator legt.

Über die Wirkung dieser Kombination kann man sich an folgender Ersatzschaltung ein Bild machen (Fig. 3).

Man hat zwei Kreise gleicher Wellenlänge, die fest miteinander gekoppelt sind. Der Zwischenkondensator C_1. wäre wirkungslos, wenn

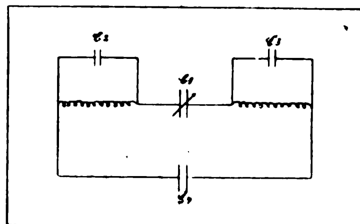


Fig. 3.

nicht die verteilte Spulenkapazität teilweise wie ein Kondensator C_4 wirken würde. Wir können nunmehr zwei Grenzfälle unterscheiden. Einmal kann C_1 sehr groß sein; dann wirkt es wie ein Kurzschluß, die verteilten Einzelkapazitäten C_2 und C_3 gehen über in die Gesamtkapazität C_4, die Spule schwingt dann in ihrer Eigenschwingung. Andererseits kann C_1 sehr klein sein, er wirkt dann wie eine Unterbrechung; es bleibt nur noch die Eigenwelle der halben Spule übrig.

Diese Überlegungen wurden durch die folgenden Messungen auf ihre Richtigkeit geprüft.

Es sei zunächst eine Übersicht über die verwendeten Versuchsspulen gegeben:

Nr.	Form	Seitenlänge	Wind.-zahl	Anz. b. W.	Draht	Ganghöhe	Bemerk.
1	quadrat.	1 m	40	3, 9, 18, 30	Hochfr.-Litze	1	—
2	„	2 m	40	3, 9, 18, 30	Dyn.-Dr.	1,3	—
3	„	0,95 m	2 × 60	3, 6, 18, 30, 45	„	1,3	kleinst. Abst. beider Wickl. 10 cm
4	rechteck.	1 m × 2 m	64	4, 12, 20, 32, 40	Seiden-Litze	5	—
5	quadrat.	auß.: 0,50 m inn.: 0,40 m	2 × 30	—	Dyn.-Dr.	5	1)
6	rechteck.	1 m × 2 m	69	5, 10, 15, 19 23, 27, 31, 35	„	5	Zwisch.W. 34 u. 35 6 cm Abstand
7	quadrat.	1 m	48	—	„	1,3	—

Die Messungen wurden an Spule Nr. 6 ausgeführt. Zuerst wurde durch Hintereinander- und Gegeneinanderschalten der beiden Wicklungen ihr Kopplungskoeffizient in bekannter Weise zu 64 % bestimmt. Darauf wurde die Wellenlänge λ als Funktion der Kapazität des Kondensators C_1 für einige Punkte gemessen. Es ergab sich:

$C_1 =$	0	50	170	225	298	420	536	∞ cm
$\lambda =$	1200	1290	1400	1425	1450	1470	1485	1575 m

Die Eigenwelle der einen Wicklungshälfte wurde zu 1075 m gemessen, als die andere Hälfte an zahlreichen Stellen unterbrochen war. Daß vorher die Eigenwelle durch das Mitschwingen der geschlossenen zweiten Wicklungshälfte auf 1200 m erhöht wurde, erklärt sich zwangslos daraus, daß zwei gekoppelte Kreise mit der Eigenwelle λ_0 zwei Wellen ergeben:

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{1 + k}$$
$$\lambda_2 = \lambda_0 \sqrt{1 - k}$$

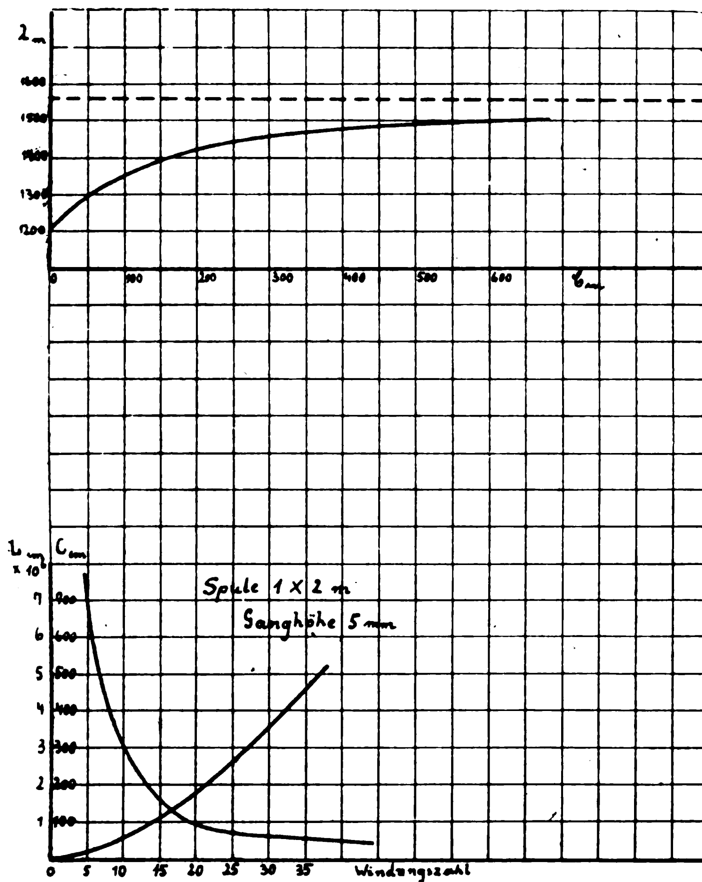
wobei k der Kopplungsfaktor. Wäre im vorliegenden Falle λ_0 für beide Kreise gleich und die Kapazität konzentriert, so würde man für $k = 64$ % erhalten

$$\lambda_1 = 1380 \text{ m}$$
$$\lambda_2 = 646 \text{ m}$$

1) Zwei ineinander gestellte Spulen, deren Wicklungen gleichsinnig hintereinander geschaltet waren.

Der Dynamodraht war doppelt mit Baumwolle umsponnen und wurde ohne irgendwelche Imprägnierung verwendet. Unter Seidenlitze ist die Litze zu verstehen, welche für Pendelkontakte bei elektrischen Klingelanlagen verwendet wird. Ihre beiden Leiter waren parallel geschaltet.

Ferner erkennt man (siehe Kurvenblatt 1, oberes Bild), daß sich die Wellenlänge mit größer werdender Kapazität C_1 der Eigenwelle der gesamten Spule nähert, welche bei kurzgeschlossenem Kondensator zu



Kurvenblatt 1.

1575 m gemessen wurde. Es besteht also eine befriedigende Übereinstimmung mit obiger Annahme.

Die Anordnung mit dem Zwischenkondensator bietet zugleich noch den Vorteil, daß bei kleinen Wellenlängen die Windungszahl viel größer sein kann, als wenn der Abstimmkondensator parallel zur ganzen

Wicklung liegt. Dadurch wird aber auch die induzierte E. M. K. und somit die Lautstärke entsprechend größer.

Will man die äußeren Abmessungen der Spule kleiner halten, so kann man noch folgenden Weg einschlagen: Man stellt mehrere Spulen ineinander und schaltet sie so in Reihe, daß sich die in ihnen induzierten E. M. K. addieren. Allerdings muß man auch hier sehr darauf achten, daß die gegenseitige Induktion zwischen den Einzelspulen möglichst gering wird. Dies läßt sich leicht durch entsprechende Abstände erreichen. Wird die Wicklung der einzelnen Spulen mit etwa 5 mm Drahtabstand und außerdem aus zwei symmetrischen Hälften hergestellt, so hat man durch entsprechende Kombination der Wicklungsteile und durch Parallel- bzw. Reihenschaltung des Abstimmkondensators einen sehr großen Wellenbereich.

Da sowohl die Selbstinduktion als auch die Eigenkapazität einer Spule von der Strom- bzw. Spannungsverteilung abhängt, muß man einen Unterschied machen, je nachdem es sich um die offene Spule handelt oder ob diese einen Teil eines geschlossenen Schwingungskreises bildet. Im folgenden sind alle Größen, die sich auf die offene Spule beziehen, mit dem Index 0 bezeichnet.

Ist die Spule mit einem größeren Kondensator zu einem geschlossenen Schwingungskreis verbunden, so hat man quasistationäre Stromverteilung, d. h. der Strom ist in allen Teilen der Spule im wesentlichen derselbe, also die wirksame Selbstinduktion am größten. Ist sie jedoch offen, so muß der Strom an ihren Enden notwendigerweise 0 sein, die Windungen werden also von um so geringerem Strom durchflossen, je näher sie den Spulenenden liegen. Nimmt man die Stromverteilung sinusförmig an, so wie bei frei schwingenden Drähten, so wird die wirksame Selbstinduktion nur das $\frac{2}{\pi}$ fache der maximalen sein, falls man sich die Selbstinduktion in der Spulenmitte, im Strombauch, konzentriert gelegen denkt.

Anders liegen die Verhältnisse bei der verteilten Kapazität der Wicklung. Diese denkt man sich zwischen den Enden der Spule konzentriert eingeschaltet. Hat die Spule viel Windungen, so nimmt die Kapazität mit zunehmender Windungszahl ab, was verständlich ist, wenn man sich vorstellt, daß die Gesamtkapazität durch Reihenschaltung der zwischen den einzelnen Windungen liegenden Teilkapazitäten entsteht. Bei der offenen Spule verteilt sich die Spannung sinusförmig über die einzelnen Windungen. Dabei handelt es sich also um eine Reihenschaltung von Kondensatoren, die auf verschiedene Spannungen

geladen sind. Da die Potentialdifferenz zwischen den Windungen um so kleiner ist, je näher sie den Enden liegen und diese daher um so weniger zur Kapazitätsverminderung beitragen, so muß die Kapazität der offenen Spule größer sein, als bei quasistationärer Strom- und Spannungsverteilung, wobei alle Windungen in gleicher Weise wirksam sind.

Für die Berechnung der **Selbstinduktion** von quadratischen bzw. rechteckigen Spulen mit großem Windungsabstand liegen bisher noch keine Formeln vor. Wollen wir die für runde Spulen bekannten benutzen, so erhebt sich zunächst die Frage, ob man auf gleiche Fläche oder auf gleichen Umfang reduzieren soll. Handelt es sich um Spulen mit nur wenig Windungen, so liegt es nahe, diese mit einem geraden Draht zu vergleichen. Da bei einem solchen die Selbstinduktion von der Länge abhängt, ja man geradezu von der „Selbstinduktion pro Längeneinheit" spricht, so wird man hier auf gleichen Umfang reduzieren. Anders ist es bei einer Spule mit vielen Windungen. Hier ist das Feld jeder einzelnen Windung mit vielen anderen verkettet. Es kommt hier nicht mehr allein das Feld unmittelbar um den Draht selbst herum in Betracht, sondern das aus allen Windungen resultierende Feld, das die Spulenfläche durchsetzt. In diesem Falle wird also die Reduktion auf gleiche Fläche anzuwenden sein. Um die Richtigkeit obiger Überlegungen zu prüfen, wurden nach der Formel von Rayleigh (vgl. S. 8) Kurven berechnet und zwar einmal für eine runde Spule von 2 m^2 Fläche und einmal für eine Spule von 6 m Umfang, entsprechend 2,8 m^2 Fläche. Der Windungsabstand wurde dabei zu 0,5 cm und der Drahtdurchmesser zu 1 mm angenommen.

Nunmehr wurde die Selbstinduktion der Spule 6 für verschiedene Windungszahlen gemessen. Die zu messenden Windungen waren mit einem Drehkondensator von 2000 cm Kapazität zu einem Schwingungskreis vereinigt; die anderen Windungen waren doppelpolig abgeschaltet und außerdem an mehreren Stellen unterbrochen, um störendes Mitschwingen zu vermeiden. Ein Wellenmesser mit Summer diente als Schwingungserreger, während mit einem aperiodischen Detektorkreis abgehört wurde. Die Ergebnisse sind mit den berechneten Werten in nachstehender Tabelle zusammengestellt.

1) Vgl. die Arbeit von Esau im nächsten Heft des Jahrbuchs. D. Red.

n	$L_{gem.}$ 10^6 cm	$L_{2\,m^2}$ 10^6 cm	$L_{2,8\,m^2}$ 10^6 cm
5	0,17	0,14	0,16
10	0,56	0,46	0,56
15	1,14	0,92	1,13
19	1,68	1,40	1,70
23	2,38	1,95	2,40
27	2,97	2,55	3,15
31	3,81	3,20	3,90
35	4,58	3,90	4,95
69	12,3	12,2	14,7

Auf Kurvenblatt 2 sind diese Tabellen graphisch dargestellt. Die Abszissen bedeuten die Windungszahlen, die Ordinaten die Selbstinduktionen bei quasistationärer Stromverteilung. Wie man aus dem Kurvenblatt ersieht, liefert die Formel im vorliegenden Falle bis zu etwa 20 Windungen fast genau die richtigen Werte, wenn man auf gleichen Umfang reduziert. $L_{gem.}$ ist außerdem in Bild 2 des Kurvenblatts 1 als Funktion von der Windungszahl dargestellt. Bei höheren Windungszahlen ist $L_{gem.}$ kleiner als $L_{2,8\,m^2}$ und nähert sich schließlich den Werten für $L_{2\,m^2}$, wie die Kontrollmessung bei $n = 69$ zeigt. Es bestätigt sich also das oben über die Reduktion Gesagte.

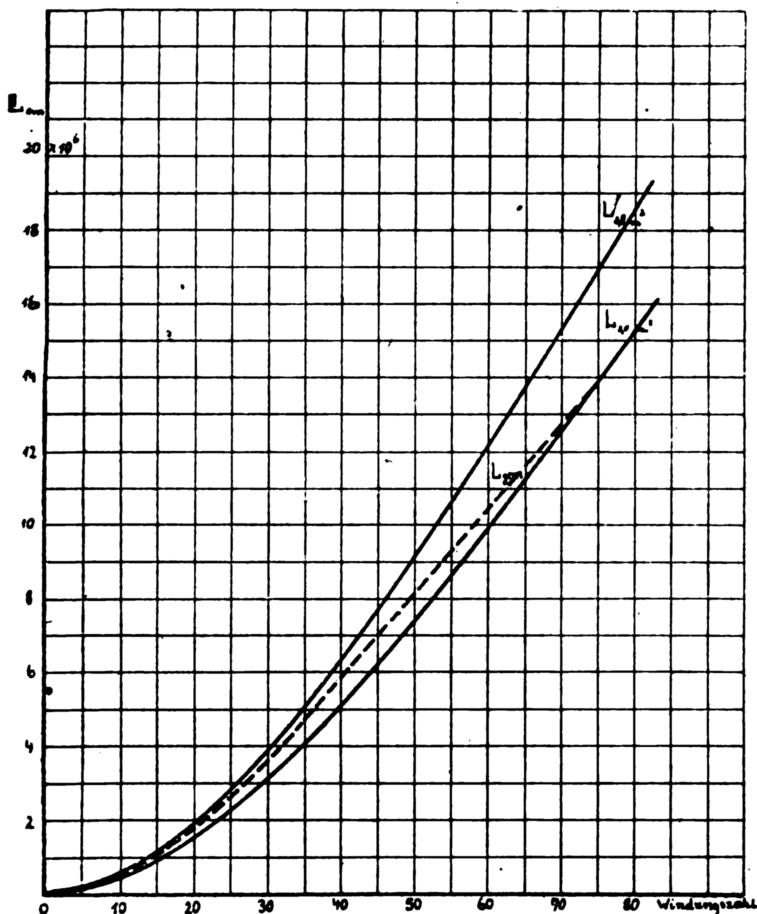
Bei einer quadratischen Spule von 1 m Seitenlänge und 15 Windungen eines 1 mm starken Drahtes, der mit einer Ganghöhe von 0,5 cm aufgewickelt war, ergab die Messung $L = 630\,000$ cm, die Rechnung (auf gleichen Umfang reduziert) $L = 690\,000$ cm.

Von den Verhältnissen der **Eigenkapazität** kann man sich folgende Vorstellung machen. Besitzt die Spule viel Windungen ($n > 20$), so kommt für die wirksame Gesamtkapazität nur die in Frage, die sich aus den Teilkapazitäten zwischen je zwei Windungen zusammensetzt. Faßt man diese als sämtlich hintereinander geschaltet auf, so muß die Gesamtkapazität umgekehrt proportional der Windungszahl sein. Ferner ist maßgebend der Umfang der Spule. Faßt man die Wirkung des Drahtabstandes, sowie seines Durchmessers und alle anderen Einflüsse in die Konstante k zusammen, so erhält man für die Vorausberechnung der Eigenkapazität bei Spulen mit Windungszahlen von mehr als 20 den Ausdruck:

$$C = \frac{k \cdot U}{n}$$

Um die Konstante k zu bestimmen, wurde die Eigenkapazität der Spule 6 bei den verschiedenen Windungszahlen in folgender Weise gemessen. Die Wicklungsenden endeten frei. Die Erregung geschah

mit demselben Wellenmesser und in derselben Weise, wie bei Messung der Selbstinduktion. Mittels des aperiodischen Kreises ließ sich die Eigenwelle leicht und sicher bestimmen. Berechnet man aus ihr die



Kurvenblatt 2.

Kapazität, indem man die beim freien Schwingen wirksame Selbstinduktion $L_0 = \frac{2}{\pi} L$ (s. o.) benutzt, so ergibt sich die Eigenkapazität C_0. Aus der Formel $\lambda = 2\pi \sqrt{L_0 C_0}$ erhält man die Eigenkapazität der offenen Spule, die also, wie oben erwähnt, größer ist, als wenn die

Spule im geschlossenen Schwingungskreise liegt. In nachfolgender Tabelle sind die gemessenen Werte zusammengestellt und k daraus berechnet.

n	C_0 cm gem.	k	C_0 ber.
35	100	5,8	94
31	107	5,5	106
27	116	5,2	121
23	131	5,0	142
19	167	5,3	172
15	233	5,8	218
10	461	7,7	
5	1048	8,7	

Bildet man aus den ersten 6 Werten das Mittel, so erhält man den Wert:

$$k = 5{,}45$$

hierbei sind U und auch C in Zentimeter eingesetzt. Man kann also bei dieser Spule für $n \geqq 15$ schreiben

$$C_0 = \frac{5{,}45 \cdot U}{n}$$

Die letzte Spalte der Tabelle gibt die so berechneten Werte. C ist auf Kurvenblatt 1, unteres Bild, in Abhängigkeit von der Windungszahl aufgetragen.

Liegen die Windungen dicht aneinander, so ist eine Vergrößerung der Konstanten k zu erwarten. Messungen an Spule 7 ergaben eine Kapazität von $C_0 = 75$ cm. Daraus berechnet sich k zu

$$k = \frac{75 \cdot 48}{400} = 9{,}0$$

Die **Eigenwellenlänge** kann nach vorstehendem leicht nach der Thomsonschen Formel berechnet werden. Interessant erscheint es, sie mit den Werten, die nach den von Drude (Ann. d. Phys. Bd. 9, S. 322) angegebenen Zahlen erhalten werden, zu vergleichen. Drudes Formel lautet

$$\lambda_0 = f \cdot 2\,l$$

l ist die Länge des gesamten Spulendrahtes und f ein Faktor, der von h/d, dem Verhältnis von Wicklungshöhe zum Spulendurchmesser, abhängig ist. Diese Zahlen gelten zwar für runde Spulen und für das Verhältnis Ganghöhe : Drahtdicke g/δ bis zu 2,4. Jedoch können wir die rechteckige Form nach den bei der Berechnung der Selbstinduktion gegebenen Anhaltspunkten auf die runde reduzieren und die für $g/\delta = 2{,}4$ gegebenen Werte auch für das vorliegende Ver-

hältnis von 5 anwenden, wie ein Blick auf die Zahlen für Vollkerne (l. c. S. 323) bestätigt.

Legen wir wieder Spule 6 zugrunde, so ergibt sich für 35 Windungen

$$h = 17{,}5 \text{ cm}$$

a) Reduktion auf gleichen Umfang, $U = 6$ m

$$d = 2\,r = 1{,}91 \text{ m}$$

$$h/2\,r = \frac{17{,}5}{191} = 0{,}09$$

$$f = 2{,}27$$

und daher nach Drude

$$\lambda_0 = 2 \cdot 2{,}27 \cdot 6 \cdot 35 = 950 \text{ m}$$

b) Reduktion auf gleiche Fläche:

$$F = 2 \text{ m}^2 = \frac{d^2 \pi}{4}$$

$$d = \sqrt{\frac{8}{\pi}} = 1{,}60$$

$$d = 2\,r = 1{,}60$$

$$h/2\,r = \frac{17{,}5}{160} \approx 0{,}11$$

$$f = 2{,}24$$

$$\lambda_0 = 2 \cdot 2{,}24 \cdot 35 \cdot 6 = 945 \text{ m}$$

Hierbei sind für f die Werte für Spulen ohne Kern eingesetzt. Da jedoch die Spule auf einen hölzernen Rahmen von 1,5 cm Dicke gewickelt ist und sich das wirksame elektrische Feld bei der verhältnismäßig geringen Windungszahl hauptsächlich in der Nähe des Drahtes selbst befindet, also im Inneren der Spule zum großen Teil im Holze verläuft, so werden die Werte von f für hölzerne Vollkerne der Wirklichkeit näher kommen; sie sind $f = 2{,}80$ und $f = 2{,}82$. Damit ergeben sich in obigen zwei Fällen

a) $\lambda_0 = 1180$ m und
b) $\lambda_0 = 1180$ m

Die gemessene Eigenwelle ist 1075 m. Man erkennt deutlich, daß sie gerade in der Mitte zwischen beiden berechneten Werten liegt, ein Umstand, der sich ohne weiteres erwarten ließ, da die Spule tatsächlich nicht kernlos, aber auch nicht mit Vollkern versehen war. Ferner sieht man, daß für die Praxis bei kleinem Verhältnis $\frac{h}{2\,r}$

wo f nahezu konstant ist, der Unterschied zwischen den beiden Reduktionsarten belanglos ist. Man wird zweckmäßig den Mittelwert von f für kernlose und Vollkernspulen wählen.

Hat die Spule sehr viel Windungen, so daß das aus allen Windungen resultierende Feld die Spulenfläche durchsetzt, also in dem Falle, wo die Reduktion der rechteckigen Spule auf eine runde gleicher Fläche anzuwenden ist, so wird der Faktor f aus der Tabelle für kernlose Spulen zu entnehmen sein.

Nehmen wir z. B. 69 Windungen unserer Spule bei einer Wicklungshöhe von 40 cm und bei $d = 2r = 160$ cm (auf gleicher Fläche reduziert), so wird

$$h/2r = \frac{40}{160} = 0{,}25 \qquad f = 1{,}87 \text{ (kernlos)}$$

$$\lambda_0 = 2 \cdot 1{,}87 \cdot 6 \cdot 69 = 1540 \text{ m}$$

gemessen wurde

$$\lambda_0 = 1575 \text{ m}$$

Bei der oben erwähnten 1 m²-Spule mit 48 Windungen war $h = 5{,}3$ cm, $g/\delta = 1{,}1$, $d = 2r = 1{,}13$ m, $h/2r \approx 0{,}05$

$$f = 2{,}98$$

$\lambda_0 = 2 \cdot 2{,}98 \cdot 48 \cdot 4 = 1140$ m; gemessen wurde

$$\lambda = 1100 \text{ m}$$

Messungen von λ an der anderen Spule mit 15 bzw. 30 Windungen ergaben aus λ berechnet für f die Werte

$$f_{15} = 2{,}62 \quad \text{und} \quad f_{30} = 2{,}08$$

nach Drude sind die Werte für Luft bzw. Holz

$$f_{15} \text{ Luft } 2{,}23 \quad \text{und} \quad f_{30} \text{ Luft } 1{,}97$$
$$f_{15} \text{ Holz } 2{,}75 \qquad\qquad f_{30} \text{ Holz } 2{,}55$$

Die Übereinstimmung ist also bei Beachtung obiger Gesichtspunkte in allen Fällen als sehr gut zu bezeichnen.

Die **Dämpfung** der Spulen wurde nicht exakt gemessen. Obwohl sie für die Praxis von größter Bedeutung ist, so ist doch ihre genaue zahlenmäßige Kenntnis nicht erforderlich, da es sich ja meist um Vergleiche handelt. Um sie abzuschätzen und besonders die verschiedenen Wicklungen daraufhin zu vergleichen, wurde wie folgt verfahren. Der Wellenmesser erregte, genau wie bei der Messung der Selbstinduktion, die mit einem Luftkondensator zu einem Schwingungskreis geschlossene Spule. Ein aperiodischer Kreis diente zum Abhören. Der Wellenmesserkondensator wurde nun auf Resonanz eingestellt und dann so lange nach einer Seite verstellt, bis der Ton soeben anfing, leiser zu

werden. Man kann in diesem Falle angenähert annehmen, daß dann zwischen dem nunmehr fließenden Strome und dem bei Resonanz die Beziehung besteht:

$$J^2 : J_r^2 = \frac{1}{2}$$

Nach der bekannten Dämpfungsformel ist

$$d_1 + d_2 = 2\pi \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{J_r}{J}\right)^2 - 1}}$$

(vgl. z. B. Zenneck; drahtl. Telegraphie 2. Aufl., S. 137).

Wird $J^2 = \frac{J_r^2}{2}$ und werden die Zahlenwerte zu einer Konstanten zusammengezogen, so ergibt sich die einfache Beziehung

$$d_1 + d_2 = 6{,}28 \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda}$$

Hiervon ist noch die Wellenmesserdämpfung abzuziehen; sie betrug $d_1 \approx 0{,}015$, so daß man schließlich erhält

$$d_2 \approx 6{,}28 \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda} - 0{,}015$$

wobei λ_r die Resonanzwellenlänge und λ diejenige ist, bei der der Ton eben anfängt leiser zu werden,

Auf diese Weise ergab sich bei Spule 6 durchschnittlich $d = 0{,}07$, wobei ein Unterschied bei offener und geschlossener Spule und bei viel oder wenig Windungen deutlich nicht zutage trat.

III. Ausgeführte Versuche mit verschiedenen Spulen.

Im folgenden seien einige der zahlreich ausgeführten Empfangsversuche mit Spulen beschrieben.

Spule 1.

Um die Wicklung nicht auf ihrem ganzen Umfange auf dem Holze aufliegen zu lassen, wodurch C unnötig vergrößert werden würde, waren in gewissen Abständen 1 mm starke Preßspanunterlagen angebracht, so daß die Windungen auf dem größten Teil ihrer Länge frei ausgespannt waren. Diese Art der Bewicklung bewährte sich im ganzen sehr gut, so daß sie bei allen anderen Spulen immer wieder ausgeführt wurde. Als Versuchsschaltung wurde die weiter unten beschriebene Schaltung 1 benutzt.

Mit dieser Spule konnten viele Großstationen mit großer Lautstärke empfangen werden, so z. B. Nauen, Moskau, Paris, Lyon u. a. Die Lautstärke von Nauen (Entfernung Kiel — Nauen etwa 270 km) betrug bei einer Wellenlänge von 5500 m und tönendem Sender etwa 5 Parallelohm: Diese Lautstärke soll bei den folgenden Versuchen als Vergleichsmaß benutzt werden.

Bei Benutzung der Anzapfungen stellte sich heraus, daß bei $\lambda = 5500$ m ein Einfluß der nicht benutzten Windungen auf die Empfangslautstärke praktisch nicht festzustellen war. Das war auch anzunehmen, weil die Eigenwelle dieser Windungen sehr viel kleiner als 5500 m war. Ebenso hatte das Drahtmaterial keinen nachweisbaren Einfluß; es wurde noch Dynamodraht von 1 mm Durchmesser, der doppelt mit Baumwolle umsponnen war, und mit dicker Baumwolle und Seide isolierte Doppellitze, wie sie für Hängekontakte bei Klingelanlagen Verwendung findet, benutzt, wobei beide Adern parallel geschaltet waren. Die Dämpfung der Spule lag bei 0,1, war also ziemlich groß. Bei Verwendung der Seidenlitze wurde sie etwas geringer, was wohl darin begründet sein wird, daß der Drahtabstand infolge der vergrößerten Isolationsdicke etwas größer wurde. Jedenfalls mußte auch der Abstimmkondensator bei denselben Wellenlängen etwas vergrößert werden, ein Beweis dafür, daß die Spulenkapazität kleiner geworden war.

Spule 2.

Die Empfangslautstärke mit dieser Spule war etwas größer als bei der vorigen. Da man jedoch mit dem Gehör Lautstärke-Unterschiede im Verhältnis 1 : 2 nur schwer unterscheiden kann, so waren die Vorteile, die dieser große Rahmen bot, für den praktischen Empfangsbetrieb nicht groß genug, um die mit seiner unbequemen Form verbundenen praktischen Nachteile zu rechtfertigen. Die Wellenlänge konnte ohne Schwierigkeiten bis auf 13 500 m gesteigert werden, allerdings war dabei die Abstimmkapazität schon sehr groß (bis zu 4000 cm), die Dämpfung der Spule lag wieder bei 0,1; auch bei dieser Spule störten die nicht mitverwendeten Windungen bei Benutzung der Anzapfungen praktisch nicht.

Spule 3.

Diese Spule hatte 2 symmetrische Wicklungen; beide besaßen die oben angegebenen Anzapfungen. Der Abstand zwischen beiden Wicklungen betrug 10 cm. Die Dämpfung dieses Rahmens war bedeutend größer, sie lag in der Größenordnung von 0,15. Die Empfangs-

lautstärke war kleiner als bei der Vergleichsspule (Spule 1). Bei Parallelschaltung beider Wicklungen wurden die Ergebnisse etwas besser, erreichten aber praktisch nicht die der Spule 1.

Spule 4.

Diese Spule hatte eine bedeutend geringere Dämpfung, etwa 0,06; das zeigte sich sowohl in der Lautstärke als auch in der Abstimmschärfe. Nauen wurde mit 1 Parallelohm aufgenommen. Die größte benutzte Wellenlänge war 13500 m; hierbei war aber die Abstimmkapazität schon unvorteilhaft groß, sie betrug 3000 cm. Ein Vergleichsversuch zwischen den Ergebnissen mit dieser Spule und denen einer L-Antenne von 48 m Länge und 17 m mittlerer Höhe fiel zugunsten der Spule aus; nur bei ganz kleinen Wellen war die Antenne etwas günstiger. Für dieses auffällige Resultat fand sich nachträglich die Erklärung darin, daß der Antennenwiderstand infolge ungünstiger Erdung bei großen Wellen außerordentlich groß war.

Die Spule wurde als „Normalspule“ bei allen anderen Versuchen, insbesondere auch bei den weiter unten beschriebenen Richtungsbestimmungs-Versuchen, benutzt.

Spule 5.

Es waren hier 2 Spulen so ineinander gestellt, daß der Luftzwischenraum überall 5 cm betrug, so daß die gegenseitige Induktion nicht zu groß war. Die beiden Wicklungen waren gleichsinnig hintereinander geschaltet. Mit dieser Spule konnten bei $C \leqq 1500$ cm Wellenlängen bis zu 2500 m empfangen werden. Die Lautstärke von Paris ($\lambda = 2200$ m, tönend) war dem Gehöre nach nur wenig geringer als bei der Normalspule. Mit zwei Verstärkern, Schaltung 4, Seite 26, waren die Zeichen laut im Raume hörbar zu machen. Die Dämpfung war ziemlich gering (0,06).

IV. Die Schaltungen.

Alle nachfolgend beschriebenen Schaltungen sind sog. Primärschaltungen, also solche, bei denen nur ein Kreis abgestimmt wird. Diese genügen im allgemeinen für Spulenempfänger, da man einerseits infolge der starken Richtwirkung viel weniger Störungen durch andere Stationen ausgesetzt ist, anderseits sich meist durch geringe Änderung der Spulenstellung von einem bestimmten Störer freimachen kann. Natürlich bestehen keine Bedenken, in besonderen Fällen einen abgestimmten Zwischenkreis zu verwenden.

Es wurden fünf Schaltungen ausprobiert:

Schaltung 1.

Die Klemmen der Spule sind über eine kleine Koppelspule an einen Drehkondensator gelegt. Sehr lose ist mit diesem Kreise ein Überlagerer, fest ein aperiodischer Detektorkreis gekoppelt. Parallel zum Blockkondensator (8000 cm) liegt ein Dreifachverstärker.

Ursprünglich war die Detektorkopplung veränderlich. Es stellte sich aber bei allen Versuchen heraus, daß die festeste Kopplung bei

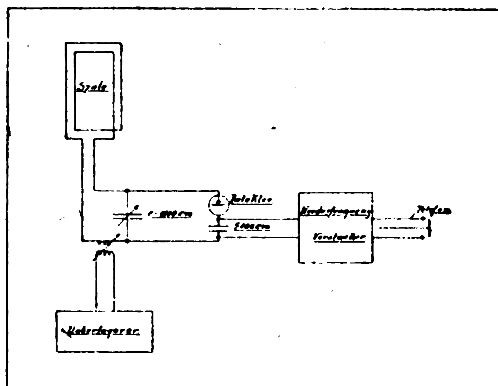


Fig. 4.

weitem die günstigste war. Für die Überlagererkopplung gibt es ein ziemlich ausgeprägtes Optimum, welches von der verwendeten Wellenlänge abhängt. Bei zu fester Kopplung tritt starkes Rauschen ein, bei zu loser ist der Empfang entsprechend leiser.

Diese Schaltung ist eine ausgezeichnete. Sie steht bezüglich der Lautstärke bei ungedämpften Schwingungen der reinen Hochfrequenzverstärkung (vgl. Schaltung 5) in nichts, bei gedämpften nur sehr wenig nach. Bei letzteren geht allerdings der Ton verloren, denn der Überlagerer wird auch zum Empfang tönender Stationen unbedingt gebraucht. Durch seine Gegenwart tritt eine ganz wesentliche Verstärkung ein, was neben anderen Erscheinungen vor allem darauf zurückzuführen ist, daß man an einer günstigeren Stelle der Detektorcharakteristik arbeitet. Praktisch kann man sagen, daß durch die Überlagerung etwa eine ebenso große Verstärkung erreicht wird, wie mit einem guten Dreifachverstärker. Da ein solcher außerdem noch zur Verwendung kommt, erhält man also eine außerordentlich große Gesamtverstärkung. Wie beträchtlich die Lautstärke sinkt, falls der Überlagerer weggelassen wird, geht aus folgendem Versuch hervor.

Mit Überlagerer wurden in einem bestimmten Falle die Zeichen von Nauen ($\lambda = 5500$, tönend) mit einer Lautstärke von 1 Ohm parallel zum 2000-Ohm-Telephon aufgenommen. Ohne Überlagerer sank die Lautstärke auf 750 Parallelohm. Ließ man den Verstärker weg und benutzte nur den Überlagerer, so erhielt man ebenfalls 750 Parallelohm. Der Verstärker hatte eine Verstärkungszahl von etwa 1600. Natürlich sind diese Meßergebnisse nur als annähernde anzusehen, da man tönende und zischende Signale nach der Parallelohmmethode vergleichen mußte. Das Suchen bereitet keinerlei Schwierigkeiten, obwohl zwei Kreise, außer dem Spulenkreis noch der Überlagerer, abgestimmt werden müssen. Sowohl bei ungedämpften, als auch bei gedämpften Sendestationen ist nur die genaue Einstellung des Überlagerers von größter Bedeutung, die des Spulenkreises braucht nicht so scharf zu sein. Man verändert daher beim Suchen zweckmäßigerweise den Spulen-Abstimmkondensator in groben Stufen, z. B. von je 20°, und sucht auf jeder Stufe mit Hilfe des Überlagerers. Hat man die Station gefunden, so stimmt man nunmehr den Spulenkreis auf größte Lautstärke nach. Eine Rückwirkung beider Kreise aufeinander tritt nicht ein. Dies ist infolge der sehr losen Kopplung auch ohne weiteres verständlich. Während man bei ungedämpften Sendern in bekannter Weise zwei Einstellungen am Überlagerer findet, die den gleichen Schwebungston ergeben und gleichweit vor und hinter der ankommenden Welle liegen, tritt bei gedämpften Sendern dann die größte Lautstärke auf, wenn beide Kreise genau auf die ankommende Wellenlänge abgestimmt sind.

Die Schaltung eignete sich für die kleinsten und größten Wellenlängen gleich gut. Es wurden damit Signale von U-Booten, kleinste Wellenlängen etwa 400 m, und auch von Nauen ungedämpft 12600 m, Lyon 13500 m, Nantes 9000 m und viele andere aufgenommen. Selbst Rom (Entfernung Kiel—Rom etwa 1400 km) konnte bei 10000 m Wellenlänge ungedämpft gehört werden.

Durch Versuch wurde noch festgestellt, daß Überlagerer und Verstärker von denselben Batterien gespeist werden konnten. Ein Unterschied gegen die Verwendung zweier getrennter Batterien war nicht festzustellen, schließlich wurde noch versucht, zwei Dreifachverstärker hintereinander zu schalten. Dies ließ sich jedoch nicht durchführen, da Pfeifen der Verstärker nicht verhindert werden konnte. Dagegen gelang es mit zwei Zweifachverstärkern; hierbei machen sich allerdings ziemlich starke Nebengeräusche bemerkbar.

Schaltung 2.

Diese sollte die doppelte Abstimmung vermeiden. Das wurde dadurch erreicht, daß die Spule selbst als Spule des Überlagerers diente. Hierzu ist allerdings ein dritter Anschluß erforderlich. Zwei parallel geschaltete Röhren der Firma Schott und Gen. (Heizstrom 1,2 Amp., Spannung 6 Volt) erregen die Empfängerspule mit ihrem Abstimmkondensator zu ungedämpften Schwingungen. Ein Teil der Spule selbst wird zur Rückkopplung benutzt. Die Röhren werden gleich-

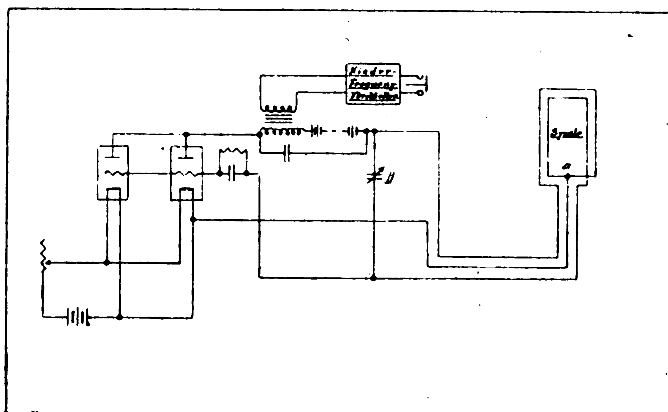


Fig. 5.

zeitig durch Einschaltung eines Kondensators (0,25 μF) mit parallelliegendem Widerstand ($3 \cdot 10^6$ Ohm) in den Gitterkreis, und eines Transformators (eisengeschlossen 14000 : 6000 Windungen) in den Anodenkreis, als Schwingaudion benutzt, so daß ein besonderer Detektor wegfällt. An der Niederspannungsseite des Transformators liegt der Dreifachverstärker. Mittels eines Widerstandes im Heizkreise wurde die Stärke der Überlagerung eingestellt. Bei dieser Schaltung wird die gesamte Abstimmung nur durch den Drehkondensator D bewirkt. Das Suchen ist also einfacher als bei der ersten Schaltung.

Die Versuche ergaben folgendes: Die Lautstärke ist die gleiche wie bei der Schaltung 1, wenn bei beiden die günstigsten Verhältnisse eingestellt waren. Die Röhren durften nur schwach brennen, da andernfalls starkes Rauschen auftrat. Die Abstimmschärfe war ziemlich groß. Verstärker- und Empfängerröhren durften nicht an gemeinsame Batterien angeschlossen werden, sonst traten starke Geräusche, teils auch Pfeifen auf. Für die Lage des Punktes a, durch den die Größe

der Rückkopplung bedingt ist, war ein ziemlich weiter Spielraum vorhanden, ohne daß wesentliche Unterschiede auftraten.

Die Schaltung neigt viel mehr zu Störungen als Schaltung 1, auch sind immer kleine Nebengeräusche vorhanden. Unangenehm sind ferner die drei Zuleitungen zur Spule, die besonders bei kleinen Wellen Störungen durch ihre beim Bewegen der Spule veränderte gegenseitige Lage hervorrufen. Will man die Anzahl der Windungen bei der Empfangsspule ändern, so muß man zwei Anschlußpunkte ändern, damit die günstigste Rückkopplung nicht gestört wird. Auch bei dieser Schaltung verursachten die unbenutzten Windungen keine Störungen, auch wenn sie einpolig angeschlossen blieben.

Schaltung 3.

Hier wurde die Empfangsspule in Reihe mit einem Drehkondensator (30 – 650 cm) und einer kleinen Koppelspule geschaltet, so daß auch hier ein geschlossener, schwach gedämpfter Schwingungskreis ent-

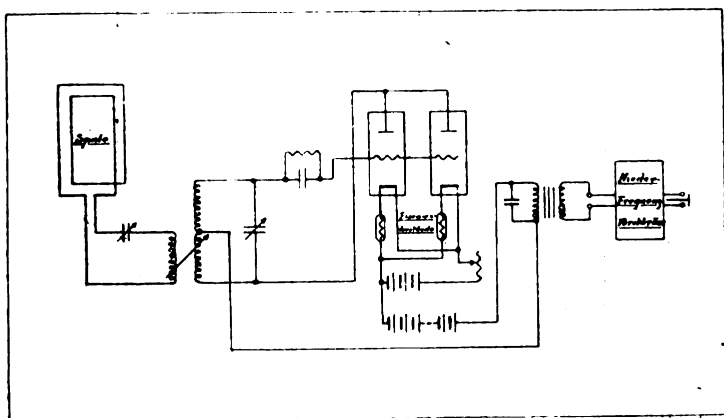


Fig. 6.

steht. Die Kopplung war zu lose, so daß irgendwelche Rückwirkung nicht auftreten konnte. Die übrige Apparatur bestand aus einem gewöhnlichen Überlagerer, dessen Röhren zugleich als Audion wirken, so daß auch hier ein besonderer Detektor überflüssig wird und einem Niederfrequenzverstärker mit drei Röhren.

Die Empfangslautstärke war bei dieser Schaltung etwas größer als bei den beiden vorigen. Auch hier mußten für Empfänger und Verstärker getrennte Batterien verwendet werden, da sonst Pfeifen und

Rauschen bei bestimmten Einstellungen eintrat. Im übrigen verhält sich diese Anordnung fast genau wie Schaltung 1. Die Stärke der Überlagererwirkung kann man einigermaßen durch Regulieren des Heizstromes einstellen. Bei schwachem Heizstrom findet nur eine Dämpfungsverminderung, aber keine Selbsterregung statt. Man hört dann Tonsender tönend, allerdings etwas leiser als bei Überlagerung. Reguliert man die Heizung von „schwach“ auf „stark“, so erhält man ganz kurz vor dem Punkte, an dem die Überlagerung einsetzt, ein deutliches Optimum der Lautstärke bei tönenden Sendern. Auch hier ist die Abstimmschärfe durch den Überlagererkreis gegeben. Im anderen Kreise ist sie unschärfer.

Schaltung 4.

Hier wurde ein aperiodischer Hochfrequenz-Verstärker verwendet[1]). Von den fünf Röhren wirkte die letzte als Audion. Die Übertragung von einer Röhre zur anderen erfolgte durch hohe Silitwiderstände.

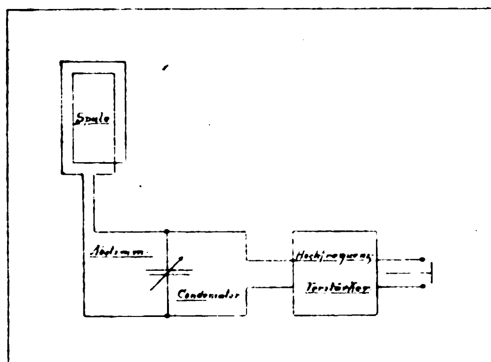


Fig. 7.

Durch Versuche wurde die günstigste Anodenspannung bei den verwendeten Widerständen nicht zu 100 Volt, sondern zu 72 Volt festgestellt, der Empfang war bei dieser Spannung wesentlich besser als bei 100 Volt.

Vor allem fiel die große Ruhe im Telephon auf, es war keinerlei Rauschen oder Knacken, wie bei den früheren Schaltungen zu hören. Der Empfang selbst war etwas leiser als bei Schaltung 1—3, dafür waren aber tönende Sender mit ihrem Ton zu hören. Um ungedämpfte Stationen hörbar zu machen, mußte ein Überlagerer ganz lose mit dem

1) Telefunken, Type *EV 205*, Röhren *RE 16*.

Spulenkreis gekoppelt werden. Wurde dieser beim Empfang tönender Stationen mit hinzugenommen, so brachte dies bei Nauen, Königswusterhausen und anderen lauten Stationen keine Vorteile, da die Lautstärke hier schon an der Grenze der Verstärkungsfähigkeit des Hochfrequenzverstärkers lag. Bei leise tönenden Stationen trat jedoch eine erhebliche Verstärkung auf. Versuchsweise wurde noch ein Dreifach-Niederfrequenz-Verstärker hinter den Hochfrequenz-Verstärker geschaltet. Zwischen beiden lag ein eisengeschlossener Transformator mit dem Windungsverhältnis 14000:6000. Mit dieser Anordnung wurde eine ungeheure Lautstärke erzielt. So waren bei Verwendung einer Empfangsspule von nur $^1/_2$ m Seitenlänge die Zeichen von Nauen durch mehrere Zimmer hindurch hörbar. Zum Suchen eignet sich jedoch eine derartige Verstärkung nicht, da zuviel Nebengeräusche entstehen. Beide Verstärker und der Überlagerer können ohne weiteres von derselben Heiz- und Anodenbatterie gespeist werden, ohne daß Pfeifen eintritt. Zu bemerken ist ferner noch, daß ein derartiger Hochfrequenz-Verstärker erst von etwa 2000 m Wellenlänge an wirksam verstärkt. Bei Benutzung des Überlagerers war jedoch jede Welle aufzunehmen.

Schaltung 5.

Diese Schaltung unterscheidet sich von den vorhergehenden dadurch, daß der Hochfrequenzverstärker[1]) statt hohe Widerstände Drosselspulen enthält, die zur Übertragung der Schwingungen von einer Röhre auf die andere dienen. Diese Drosselspulen haben den großen Vorteil, daß sie für den Anodengleichstrom kein großes Hindernis bilden, während sie für den Wechselstrom dieselbe Wirkung, wie die Ohmschen Widerstände des anderen Verstärkers haben.

Mit dieser Apparatur wurde die größte Lautstärke erzielt. Die Zeichen kommen sehr klar und ohne alle störenden Nebengeräusche heraus. Tönende Signale behalten ihren charakteristischen Ton. Bei genügender Heizstromstärke kommt der Verstärker selbst zum Schwingen, so daß er bei großen Wellen (etwa von 2000 m an) ohne besonderen Überlagerer zum Empfang ungedämpfter Wellen geeignet ist. Einen besonderen Überlagerer hinzuzuschalten, ist übrigens nicht empfehlenswert, denn er tritt leicht mit einer der im Verstärker erzeugten Wellen in Wechselwirkung und man erhält dann ein lautes Pfeifen.

1) Telefunken, Type *E V 205*.

V. Über die Richtungsbestimmung beim Spulenempfänger.

Allgemeine Betrachtungen.

Wie bereits erwähnt, gelingt es ohne alle Schwierigkeiten, mit einer Spulen-Empfangsapparatur die Richtung festzustellen, in der die sendende Station liegt. Denn lassen wir die Spule eine volle Kreisdrehung machen, so ist die Lautstärke zweimal im Maximum und zweimal im Minimum. Die Maxima sind verhältnismäßig flach, dagegen sind die Minima bei geeigneter Schaltung sehr scharf, so daß die Richtung bei einiger Übung leicht auf 1° festgestellt werden kann.

Kennt man die ungefähre Lage des Senders, z. B. einer Großstation, so besteht kein Zweifel darüber, auf welcher von beiden Seiten die betreffende Station liegt. Anders ist es, wenn z. B. ein Schiff einem anderen folgen will; dann genügt die einfache Richtungsbestimmung nicht, dann muß auch noch die „Seite“ bestimmt werden.

Im folgenden wollen wir einen Unterschied zwischen „Spulenwirkung“ und „Antennenwirkung“ machen. Unter Spulenwirkung verstehen wir die Erscheinungen, die beim reinen Spulenempfänger auftreten, also das Bestehen von zwei Maxima und Minima, deren Lage von der Spulenstellung abhängig ist. Unter Antennenwirkung wollen wir das verstehen, was beim gebräuchlichen Empfang mit einer offenen Antenne eintritt; denn da die Spule eine gewisse Höhe hat, so wirkt sie teilweise wie ein gerader Draht von dieser Höhe; bei den hohen Verstärkungen ist diese Wirkung nicht unbedeutend.

Zum Zwecke der Seitenbestimmung wird auf irgendeine Weise die Spulenwirkung mit der Antennenwirkung kombiniert[1]). Dadurch gelingt es, wie im folgenden gezeigt werden soll, in einwandfreier, praktisch leicht durchführbarer Weise, die Lage einer sendenden Station eindeutig mit großer Genauigkeit festzustellen.

Erinnern wir uns zunächst der Gesetze für die Fortpflanzung elektrischer Wellen im Raume. Bekanntlich stehen dabei sowohl die elektrischen, als auch die magnetischen Linien senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung und senkrecht zueinander. Für den Zusammenhang zwischen den drei Richtungen: Wellenfortpflanzung, elektrische, magnetische Linien kann man sich eine „Linke-Hand-Regel“ bilden: Zeigt der Zeigefinger in die Fortpflanzungsrichtung der Welle, der Daumen

1) Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Goniometer von Bellini und Tosi; auch dort wird ein gerichtetes Empfangssystem mit einem ungerichteten kombiniert (vgl. z. B. Zenneck, Leitf., 2. Aufl., S. 422).

in die Richtung des elektrischen Feldes, so gibt der Mittelfinger die Richtung des magnetischen Feldes an.

Wir wollen uns die Verhältnisse an zwei Sendestationen *A* und *B*, die in gleicher Richtung, aber auf verschiedenen Seiten von einer Empfangsstation liegen, klarlegen. Betrachten wir zu diesem Zwecke Fig. 8.

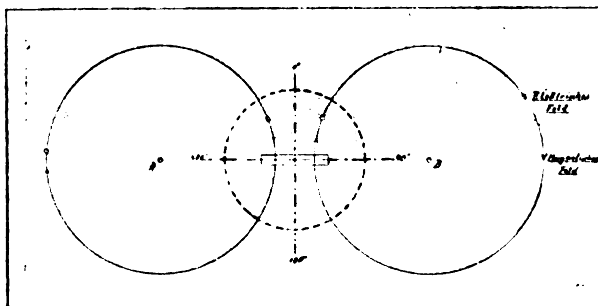


Fig. 8.

Es ist ein Augenblick dargestellt, wo das magnetische und das elektrische Feld für beide dieselbe Richtung hat. Wir sehen, daß in der Empfangsspule die elektrischen Felder zwar dieselbe, die magnetischen jedoch verschiedene Richtungen haben.

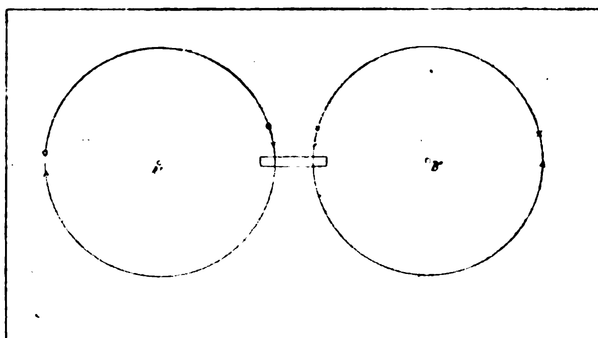


Fig. 9.

In Fig. 9 ist nunmehr ein Augenblick dargestellt, wo die Felder beider Stationen entgegengesetzten Sinn haben. Dann durchsetzen die magnetischen zwar die Empfangsspule in gleichem Sinne, die elektrischen Felder sind jedoch nunmehr entgegengesetzt.

Tragen wir die in der Spule von der Station *A* induzierte E. M. K. in irgendeinem Maße über ihrer Stellung als Abszisse auf, so erhalten

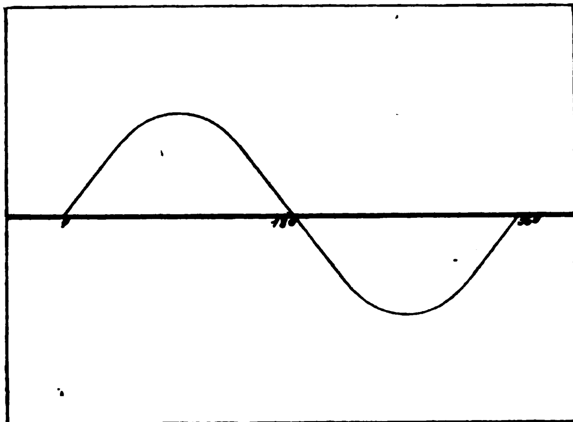


Fig. 10.

wir bei einer vollen Kreisdrehung der Spule eine sinusförmige Kurve, siehe Fig. 10.

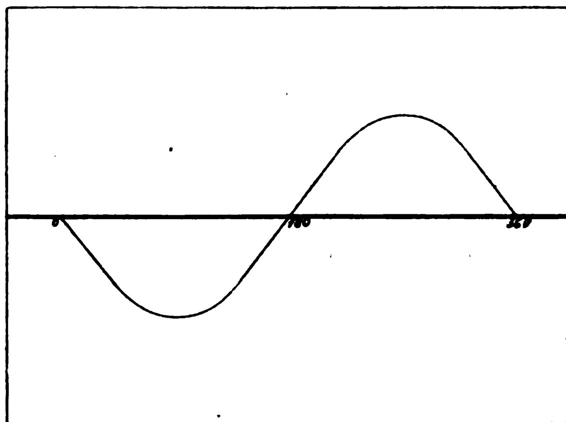


Fig. 11.

Die Kurve für die Station *B* wird, wenn wir von derselben Anfangslage ausgehen und die ankommende Energie beider Sender als gleich annehmen, entgegengesetzt sein (vgl. Fig. 11).

Für *A'* und *B'* erhalten wir dieselbe Kurve wie für *A*, da hier

die magnetischen Felder die Empfangsspule in demselben Sinne durchsetzen wie dort.

Tragen wir die Antennenwirkung ebenfalls über der Rahmenstellung auf, so erhalten wir eine zur Abszisse parallele Gerade, da

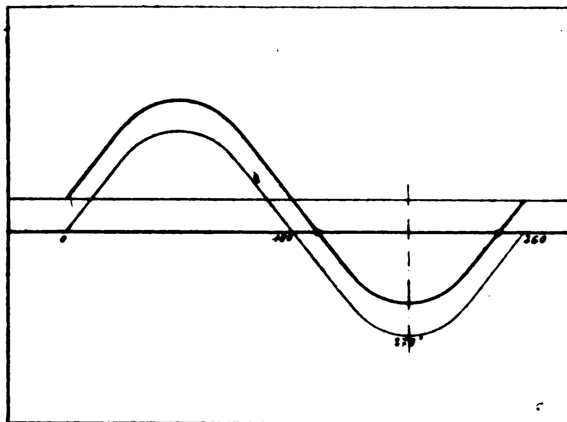


Fig. 12 u. Fig. 14.

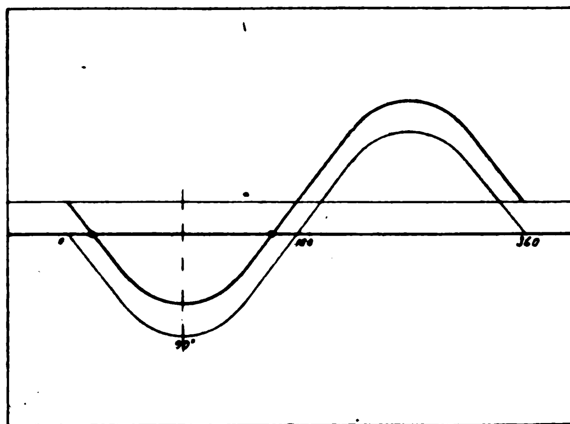


Fig. 13.

ja nach obigem die Antennenwirkung von der Spulenstellung unabhängig sein soll. Nennen wir sie für A positiv, so ist sie für B und A' auch positiv, für B' jedoch negativ. Wir erhalten also für für die beiden Stationen in den beiden Zuständen folgende Bilder:

Durch das Überlagern der Spulen- und Antennenwirkung rücken die beiden Minima, die vorher genau 180° voneinander entfernt lagen, auf der einen Seite der Kreisteilung näher zusammen, auf der anderen

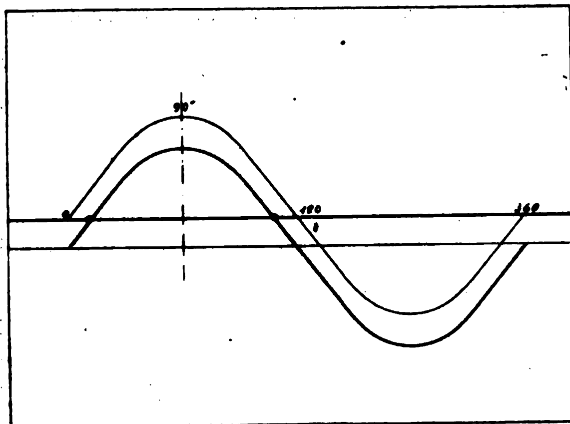


Fig. 15.

auseinander (vgl. Fig. 16); die beiden Winkel zwischen ihnen, die vorher beide gleich waren, sind nunmehr verschieden.

Bei der Überlagerung werden Spulen- und Antennenwirkung im allgemeinen nicht gleichphasig sein. Es kommt dann nur die Kompo-

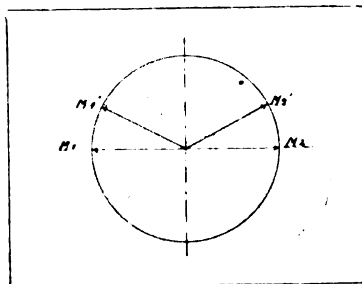


Fig. 16.

nente der Antennenwirkung in Frage, die mit der Spulen-E. M. K. in Phase ist. Die andere Komponente bedingt nur, daß das Minimum unscharf wird, daß ein Ton übrig bleibt. Nach dem Verhältnis beider Wirkungen ergeben sich die Möglichkeiten:

1. Die Antennenwirkung ist kleiner als die maximale Spulen-E. M. K. Man erhält zwei Minima, deren Abstand $<$ bzw. $>$ als 180^0 (Fig. 17).

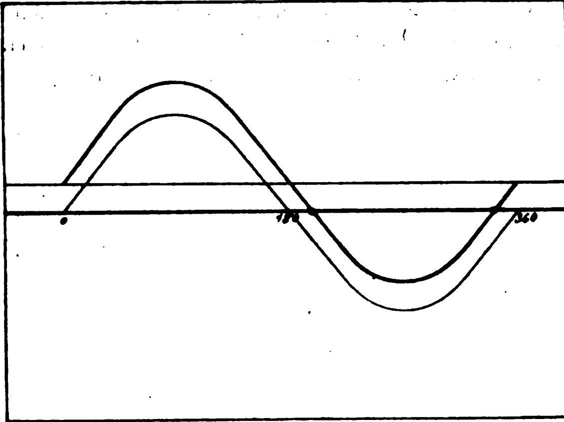


Fig. 17.

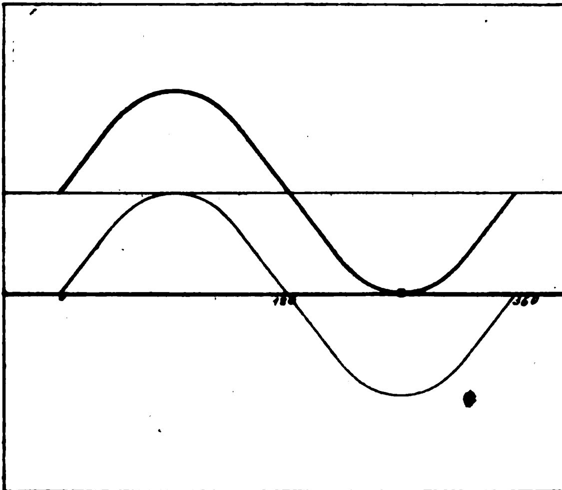


Fig. 18.

2. Die Antennenwirkung ist gleich der maximalen Spulen-E. M. K. Man erhält nur ein Minimum (Fig. 18).
3. Die Antennenwirkung ist größer als die maximale Spulen-

E. M. K.; man erhält überhaupt kein Verschwinden des Empfanges (Fig. 19).

Die Verhältnisse unter 2. lassen sich nur für eine bestimmte Welle erreichen, wie sich später zeigen wird. Praktischen Wert besitzen sie deshalb nicht, weil das Minimum viel zu unscharf werden würde. Deshalb bleibt für die Praxis nur Fall 1 übrig.

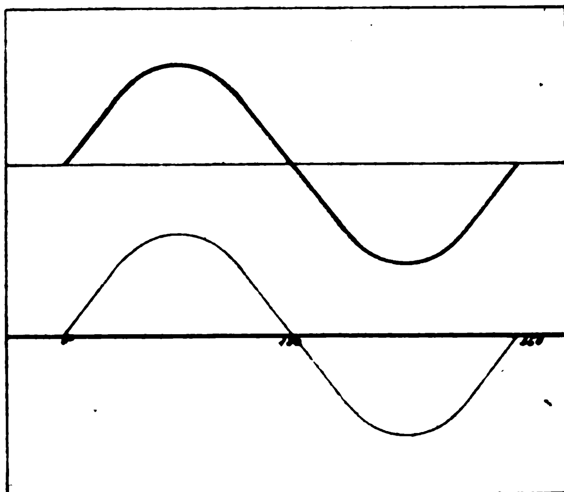


Fig. 19.

Da sich, wie oben gesagt, die Minima bedeutend genauer bestimmen lassen als die Maxima, so wird man also zweckmäßigerweise jene beobachten. In der Mitte zwischen den Minima liegt dann das Maximum, das die Lage der Station angibt. Welches von den beiden Maxima das richtige ist, ob man also den kleineren oder größeren der beiden Winkel halbieren muß, das hängt nur vom Wicklungssinn der Spule ab und wird am einfachsten nach Aufstellung des Spulenempfängers durch Richtungsbestimmung einer bekannten Station (z. B. Nauen) festgestellt.

Um den Einfluß des Wicklungssinnes zu übersehen, denken wir uns auf der Spule eine Spiralwicklung und betrachten einen Augenblick, wo das magnetische Feld senkrecht zur Zeichenebene von hinten nach vorn gerichtet und im Wachsen begriffen ist. Die Pfeile geben dann, nach den bekannten Regeln, die momentane Stromrichtung an.

Wir sehen, daß der Strom im ersten Falle von außen nach innen

fließt, dagegen von innen nach außen, wenn man die Spule um 180° gedreht hat. Will man aber im zweiten Falle in der Spule dieselbe Stromrichtung haben wie im ersten, so braucht man nur die Anschlüsse

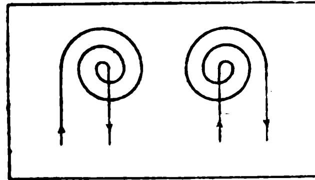


Fig. 20.

zu vertauschen. Aus der Sinuskurve *a* entsteht dann die punktierte Kurve *b* und dadurch vertauschen sich auch der kleinere und der größere Winkel zwischen den beiden Minima, da ja die Richtung der Antennenwirkung vom Wechseln der Spulenanschlüsse nicht betroffen wird (Fig. 21).

Nehmen wir bei unserem Beispiel den Sinn der Wicklung so an, daß die Lage der Sinuskurve die der Fig. 14 ist, so zeigt sich, daß

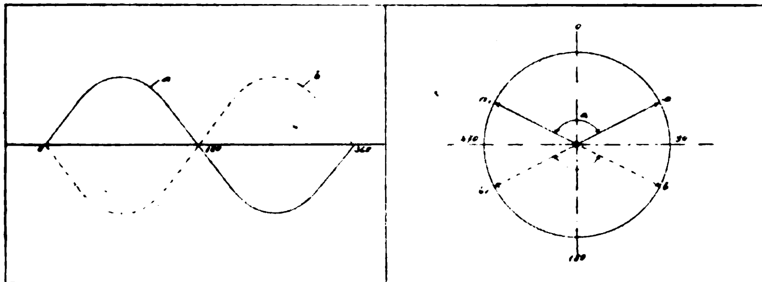


Fig. 21.

man den Winkel α, also den spitzen Winkel zwischen *a* und a_1 halbieren muß, um die Lage der beiden Stationen zu finden. Die Station *A* liegt also bei einer Spulenstellung von 270°, die Station *B* bei 90°, wenn man den Nullpunkt in der Abbildung oben und den Drehsinn gemäß der Bewegung des Uhrzeigers annimmt (vgl. Fig. 8).

Praktische Ausführung.

Bei der Ausführung von Ortbestimmungen mit Spulenempfängern spielt vor allem die Wellenlänge eine große Rolle. Denn handelt es sich um kleine Wellen, so ist der Rahmen besonders bei längeren Zu-

leitungen an und für sich schon eine ziemlich wirksame Antenne, eine „Antenne mit verstärkter Endkapazität", wobei die Empfangsapparatur das Gegengewicht bildet. Ist dagegen die Wellenlänge groß, so ist die Antennenwirkung bedeutend geringer, da ja die Aufnahmefähigkeit jeder Antenne für eine bestimmte Wellenlänge um so geringer wird, je kleiner das Verhältnis Antennenhöhe: Wellenlänge ist.

Um vorstehendes experimentell zu prüfen, wurden folgende Versuche ausgeführt. Es wurde ungedämpft mit Wellenlängen zwischen 400 und 1200 m und etwa 3 Amp. Antennenstrom gesendet. Der Empfänger, ausgestattet mit einer Spule von 1 × 2 m Seitenlänge und 6 Windungen, deren Abstand voneinander 5 mm betrug, befand sich in etwa 60 km Entfernung. Zur Verwendung kam Schaltung 1.

Bei 400 m Wellenlänge änderte sich die Lautstärke fast gar nicht bei der Drehung der Spule; es lag also Fall 3 vor. Zur Bestätigung wurde eine Zuleitung zur Spule unterbrochen, also jede Spulenwirkung unmöglich gemacht. Dadurch verminderte sich die Lautstärke nur unwesentlich. Darauf wurde die ganze Spule entfernt und genau an dieselbe Stelle eine ebenso große Weißblechtafel gebracht. Damit wurde dieselbe Lautstärke erhalten wie bei einpolig angeschlossener Spule. Hier wie da war der Empfang vollständig unabhängig von der Stellung der Spule bzw. der Blechtafel.

Nachdem die Zuleitungen, die vorher je 1 m lang waren, auf $^1/_2$ m verkürzt waren, näherte man sich zwar dem Falle 2, aber noch immer war kein vollständiges Verschwinden des Tones zu erhalten. Wurde jedoch die Sendewelle auf 600 m erhöht, so trat sogleich Fall 1 ein, wobei die Minima etwa 40^0 voneinander entfernt waren. Bei größeren Wellenlängen rückten sie immer weiter auseinander und bei 5600 m (hierzu war die Windungszahl auf 20 vergrößert worden) war keine Antennenwirkung mehr nachzuweisen. Sie trat aber sofort wieder ein, wenn auch schwach, wenn man die Zuleitungen auf 3 m verlängerte.

Hätte man mit 400 m Wellenlänge Seitenbestimmungen ausführen wollen, so hätten die Spulenabmessungen verkleinert und deshalb die Windungszahl vergrößert werden müssen. Bei noch kleineren Wellenlängen müßte man den Empfangsapparat direkt in den Rahmen einbauen, um möglichste Symmetrie und kürzeste Zuleitungen zu erhalten.

Für die Versuche mit großen Wellenlängen wurden die Zeichen von Nauen, die mit etwa 5500 m tönend gegeben wurden, benutzt. Zur Verwendung kam eine Spule von 1 × 2 m Seitenlänge, von deren 64 Windungen, die mit 5 mm Abstand gewickelt waren, 40 benutzt

wurden. Durch Vorversuche war festgestellt worden, daß die anhängenden 24 Windungen keine Störungen herbeiführten. Als Empfangsapparatur diente ein Hochfrequenzverstärker nach Schaltung 4. Die Zuleitungen waren 3 m lang. Mit dieser Anordnung wurde eine sehr große Lautstärke erhalten. Die beiden Minima waren absolut und lagen 176° voneinander entfernt. Man erkennt, daß die Antennenwirkung des zwei Meter hohen Rahmens trotz der langen Zuleitungen bei der großen Wellenlänge sehr gering ist. Um sie zu vergrößern, wurde zuerst ein senkrechter Draht von 6 m Länge an den einen Pol der Spule angeschlossen. Hierbei muß man darauf achten, daß ein Pol des Hochfrequenzverstärkers und somit der Spule durch den

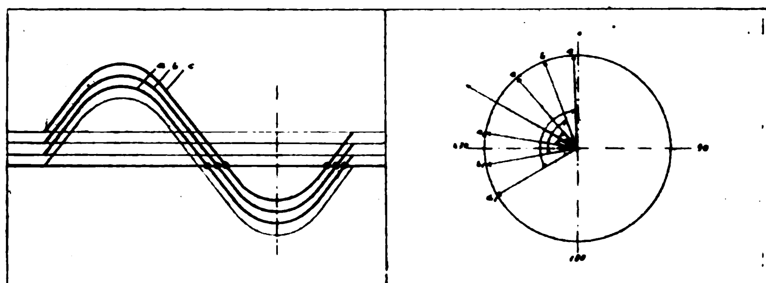


Fig. 22.

ganzen Verstärker und die Batterien durchgeführt ist, also als Erde bzw. Gegengewicht aufgefaßt werden kann. Legte man den Draht an diesen, so veränderte sich nichts, legte man ihn aber an den anderen Pol, der also im Hochfrequenzverstärker zum Gitter der ersten Röhre führt, so blieben die Minima zwar noch gut, rückten jedoch zusammen auf 140°. Um sie noch näher zusammenzubringen, wurde eine kleine *L*-Antenne von folgenden Abmessungen ausgespannt: Länge: 15 m; Breite: 0,60; zwei parallele Drähte. Diese wurde zuerst ungefähr 6 m hochgezogen, die Minima rückten dadurch auf 124,5° zusammen. Darauf wurde sie 10 m hochgezogen; nunmehr betrug der Abstand der Minima nur noch 104,5°.

In Fig. 22 sind die Verhältnisse qualitativ dargestellt. Die Gerade verschiebt sich bei Verstärkung der Antennenwirkung immer mehr nach oben. Das zwischen den beiden Minima liegende Maximum bleibt aber genau an derselben Stelle, wie sich in folgenden Meßergebnissen zeigt:

Minimum 1	Minimum 2	Diff. 2—1	Diff. 1—2	Maximum
215	355	140	220	285,0
222,5	347	124,5	235,5	284,8
232	337,5	104,5	255,5	284,8

Derselbe Versuch wurde mit Schaltung 3 wiederholt; es ergaben sich genau dieselben Werte. Alle Zahlen sind Mittelwerte aus mehreren Messungen.

Eine besondere Abstimmung der Antenne ist bei beiden Schaltungen nicht erforderlich, da diese durch Veränderung des Abstimmkondensators mitbestimmt wird. Es wirkt ja das Gebilde Antenne-Gegengewicht wie eine zum Drehkondensator parallel gelegte Kapazität.

Werden die Pole vertauscht, so ergeben sich folgende Zahlen:

Minimum 1	Minimum 2	Diff. 2—1	Diff. 1—2	Maximum
35	175	140	220	285,0
42	166,5	124,5	235,5	284,3
53	157	104	256	285,0

Man sieht, daß man hier den größeren Winkel halbieren muß, um die Lage der Station zu erhalten.

VI. Besondere Anwendungen.

Im folgenden sollen noch einige Gesichtspunkte für die Verwendung des Spulenempfängers in besonderen Fällen betrachtet werden.

Handelt es sich um Neuaufstellung einer Station, die ausschließlich für Richtungsbestimmung benutzt werden soll, so ist man in der Auswahl des Ortes längst nicht so beschränkt, wie bei Antennenanlagen, da man weder Luftdrähte, noch gute Erde braucht. Sie kann vielmehr in jedem auch über der Erde liegenden Zimmer eines Gebäudes untergebracht werden.

Bei Wellenlängen bis etwa 1000 m wird eine besondere Hilfsantenne nicht erforderlich sein, da die Antennenwirkung der Spule selbst zur Seitenbestimmung genügt. Für größere Wellen wird es genügen, eine kleine Hilfsantenne rings um die Zimmerdecke auszuspannen.

Die Genauigkeit der Messung sowie die Reichweite steht einer gewöhnlichen Goniometerstation sicher nicht nach. Dabei ist das Arbeiten infolge der Verminderung der atmosphärischen Störungen bedeutend angenehmer. Außerdem sind die Kosten ganz wesentlich geringer, da Masten und andere äußere Bauten wegfallen.

Mit einer derartigen Anordnung wurden Versuche gemacht, inwieweit in der Nähe befindliche Starkstromleitungen Störungen herbeiführten. Es stellte sich heraus, daß eine verdrillte Wechselstromleitung, die zu einer Glühlampe führte, in einer Entfernung von $^1/_2$ m parallel zu einer Spulenseite vorbeigeführt werden konnte, ohne daß Störungen auftraten. Man hat also praktisch auch durch Lichtleitungen im Zimmer selbst bei Wechselstrom keine Schwierigkeiten zu befürchten, da man ja an und für sich etwa 1 m von der Decke und den Wänden entfernt bleiben wird.

Ferner wurde untersucht, welche Komplikationen benachbarte Antennen einer Großstation herbeiführten. Zuerst war die Spule unmittelbar am Fuße einer großen Schirmantenne aufgestellt; deren Masthöhe 80 m betrug. Bei dieser Anordnung waren die Störungen sehr groß, und zwar hörte man genau dieselben Geräusche, die auch durch die Antenne zu hören waren. Dies wurde mittels eines zweiten Telephons, das an einen Antennenempfangsapparat angeschlossen war, festgestellt, indem an beiden Telephonen gleichzeitig gehört wurde. Die Störungen werden also induktiv von der Antenne auf die Spule übertragen. In einer Entfernung von 50 m vom Mastfuße waren nur noch die stärksten Störungen zu hören. 200 m vom Maste entfernt war der Empfang völlig störungsfrei. Auch konnte in dieser Entfernung ein Fehler in der Richtungsbestimmung infolge der Nähe der Antenne nicht mehr nachgewiesen werden.

Soll bei einer Station eine vorhandene Antenne als Hilfsantenne verwendet werden, so wird diese meist viel zu stark in ihrer Wirkung sein. Man kann sich dann dadurch helfen, daß man sie, eventuell ohne jede Abstimmung, induktiv mit der Empfangsspule koppelt. Natürlich kann man auch abstimmen, auch Zwischenkreise verwenden und entsprechend lose koppeln.

Besondere Schwierigkeiten bereitete es, den Spulenempfang für U-Boote dienstbar zu machen. Da das ganze Boot aus Eisen besteht, so kann die Spule nicht in ihm aufgestellt werden. Sie muß also auf Deck angebracht werden, die Empfangsapparatur dagegen im F. T.-Raum bleiben. Da die Spule auch nicht zu nahe an die Netzabweiser kommen darf, so wird sie zweckmäßigerweise auf dem Turme aufgestellt. Die Länge der Zuleitungen beträgt in diesem Falle bei den meisten Booten 10 bis 12 m. Diese lange Zuleitung bietet elektrisch fast ebensoviel Schwierigkeiten wie die Übertragung der Drehbewegung der Spule nach dem F. T.-Raum mechanisch bietet. Wie aus den Erörterungen über die Spulen hervorgeht, muß die Kapazität im Rahmenkreise so klein als möglich sein, um möglichst gute Wirkungen zu erhalten.

Da die Zuleitung im Rahmenkreise liegt, so sollte also auch ihre Kapazität aufs äußerste herabgesetzt werden. Nun hat aber eine Gummiader-Doppellitze schon auf 1 m etwa 100 cm Kapazität, eine dünne Speziallitze ohne Gummi 60 cm und ein eisenarmiertes zweiadriges Kabel 80 cm. Man sieht, daß es nicht leicht ist, unter 600 bis 1000 cm herunterzukommen. Wollte man etwa Einzelleitungen in einem gewissen Abstand voneinander benutzen, so würde man

wieder zuviel Selbstinduktion in die Zuleitungen legen, welche, da sie zur Induktion von außen her nichts beiträgt, für die Wirkung der Spule entzogen wäre und daher in derselben Weise störend ist, wie zu große Kapazität.

Wegen der Zuleitungen sind Schaltung 2 und 3 nicht anwendbar, weil dort die Kapazität besonders störend wirkt. Bei den anderen Schaltungen liegt sie parallel zum Abstimmkondensator, wirkt also so, als wenn dieser zu groß gewählt wäre. Man muß daher die Windungszahl der Spule verkleinern und büßt daher viel von der Lautstärke ein, prinzipiell ist aber alles, wie bei den einzelnen Schaltungen angegeben.

Es wurden die verschiedensten Versuche gemacht, auf verschiedenen U-Booten mit Litzen und Panzerkabeln mit geerdeten und mit isoliertem Mantel. Irgendwelche Nebenerscheinungen traten niemals auf, es kam immer nur auf die Kapazität an. Bei diesen Versuchen wurde als günstigste eine Spule gefunden, die folgende Daten besaß. Sie war 70 cm hoch, 50 cm breit (damit sie durch das Luk gebracht werden konnte) und besaß 6 Windungen eines 1 mm starken Drahtes, der mit Abständen von 5 mm gewickelt war. Sie war für Wellenlängen von 600 bis 1000 m bestimmt. Bei diesen Wellenlängen war die Antennenwirkung gerade in den richtigen Grenzen, so daß eine Hilfsantenne nicht erforderlich war zur eindeutigen Richtungsbestimmung. Zur Verwendung kam Schaltung 1, Hochfrequenzverstärker kamen infolge der kleinen verwendeten Wellenlängen nicht in Frage.

Die Verringerung der Lautstärke durch den Einfluß der Zuleitung spielt bei U-Booten keine so große Rolle, weil sie ja immer dem zu verfolgenden Schiffe verhältnismäßig nahe sind.

Zum Schluß sei noch ein weiteres Anwendungsgebiet erwähnt, wo sich die Richtwirkung der Empfänger als recht vorteilhaft erweist: Es ist das Gebiet der drahtlosen Telephonie. Gerade bei der Übertragung der Sprache kann das Dazwischengeben eines Funkensenders jede Verständigung unmöglich machen. Hat man eine Spule, so kommen nur Störer in Frage, die in dem von der Spule umfaßten Bereich liegen. Wendet man dann noch einen Zwischenkreis und überall möglichst lose Kopplung an, so kann man einen ziemlich störungsfreien Empfang erlangen, wo mit der Antenne vielleicht jede Verständigung ausgeschlossen wäre.

Vorstehende Untersuchungen wurden im Laboratorium der Versuchsabteilung für Nachrichtenmittel der Torpedo-Inspektion zu Kiel im Sommer 1918 ausgeführt.

I. Ein Satz über Modelle von Antennen.

Max Abraham.

Sätze über geometrisch ähnliche mechanische und physikalische Systeme sind für die Technik oft von Bedeutung; denn sie gestatten es, ein Projekt an einem in verkleinertem Maßstabe entworfenen Modelle zu prüfen. In der drahtlosen Telegraphie kennt man bisher nur wenige Modellregeln. Zwei sehr einfache, aber nur für vollkommene Leiter gültige Sätze habe ich in meiner Dissertation[1]) aufgestellt. Sie besagen: Die Wellenlängen der Eigenschwingungen zweier geometrisch ähnlicher Systeme vollkommener Leiter verhalten sich wie ihre Längenabmessungen. Die (lediglich durch Strahlung bedingten) Dämpfungsdekremente der Eigenschwingungen der beiden Systeme sind einander gleich (d. h. der Strahlungswiderstand der beiden Systeme hat den gleichen Wert). Auf die drahtlose Telegraphie sind diese Sätze zunächst nur soweit anwendbar, als man die Erde als vollkommenen Leiter ansehen darf; das ist bei der Bestimmung der Wellenlänge meist zulässig; hingegen für das Dämpfungsdekrement kommt neben dem Strahlungswiderstand der Erdwiderstand in Betracht, welcher unerwünschte Energieverluste verursacht. Lassen sich die obigen Sätze nun auf den Fall ausdehnen, daß der Erdwiderstand zu berücksichtigen ist?

Die allgemeinen Feldgleichungen für ein homogenes Medium von beliebiger Dielektrizitätskonstante ε und Leitfähigkeit σ, und von der Permeabilität $\mu = 1$ lauten, in Gaussischem Maße:

$$\frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \frac{4 \pi \sigma}{c} \cdot \mathfrak{E} = \operatorname{curl} \mathfrak{H}$$
$$- \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{E}. \tag{1}$$

Führt man durch den Exponentialfaktor $e^{-i\omega t}$ die Frequenz ω, bzw. die in Luft gemessene Wellenlänge

$$\lambda = \frac{2 \pi c}{\omega} \tag{2}$$

ein, und setzt

$$\eta = \frac{4 \pi \sigma}{\omega} = \frac{2 \sigma \lambda}{c} \tag{3}$$

1) Ann. d. Phys. (III), 66, 1898, S. 435—472.

so sind die komplexen Ausdrücke der Feldvektoren $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ miteinander durch die Gleichungen verknüpft:

$$\begin{aligned} -\frac{i\omega}{c}(\varepsilon + i\eta)\cdot\mathfrak{E} &= \operatorname{curl}\mathfrak{H} \\ \frac{i\omega}{c}\cdot\mathfrak{H} &= \operatorname{curl}\mathfrak{E}. \end{aligned} \tag{4}$$

Diese Differentialgleichungen gelten sowohl in der Luft, wo $\varepsilon = 1$, $\eta = 0$ ist, als auch in der homogenen Erde, durch deren Leitfähigkeit η sich gemäß (3) bestimmt. An der Erdoberfläche, sowie an den Oberflächen der teils in Luft, teils in Erde befindlichen metallischen (vollkommenen) Leiter treten lineare Grenzbedingungen hinzu.

Es sei für ein bestimmtes Antennenmodell (M), dessen (als vollkommen leitend betrachtete) Drähte teils in Luft (Luftleiter), teils in Erde (Erdnetz) liegen, der Erdwiderstand gleich R_e gefunden worden. Man denke sich nun alle Abmessungen, sowohl des Luftleiters wie des Erdnetzes, im Verhältnis $\alpha : 1$ vergrößert, so gelangt man zu der projektierten Antenne (A), welcher das Modell M geometrisch ähnlich ist. Die Koordinaten entsprechender Punkte P (des Modellfeldes) und P' (des Antennenfeldes) sind einander zugeordnet durch:

$$x' = \alpha x, \quad y' = \alpha y, \quad z' = \alpha z. \tag{5}$$

Auch die (in Luft gemessene) Wellenlänge, die lediglich durch die Abmessungen des Luftleiters bestimmt ist, wächst beim Übergange von M zu A im Maßstabe α; es ist daher die Frequenz von A:

$$\omega' = \frac{\omega}{\alpha}. \tag{6}$$

Für die komplexen Feldvektoren $\mathfrak{E}'$, $\mathfrak{H}'$ der Antennenschwingung gelten in Luft, bzw. in Erde die Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} -\frac{i\omega'}{c}(\varepsilon' + i\eta')\cdot\mathfrak{E}' &= \operatorname{curl}'\mathfrak{H}' \\ \frac{i\omega'}{c}\cdot\mathfrak{H}' &= \operatorname{curl}'\mathfrak{E}'; \end{aligned} \tag{7}$$

sie sind durch lineare Grenzbedingungen zu ergänzen, an Grenzflächen in A, welche denjenigen in M gemäß (5) entsprechen, nämlich an der Erdoberfläche und an den Oberflächen der metallischen Leiter.

Unter welchen Voraussetzungen ist es nun möglich, das Antennenfeld $\mathfrak{E}'$, $\mathfrak{H}'$ und das Modellfeld $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ in entsprechenden Punkten P' und P einander proportional zu setzen? Eine Lösung

$$\mathfrak{E}' = k \cdot \mathfrak{E}, \quad \mathfrak{H}' = k \cdot \mathfrak{H} \tag{8}$$

der Gleichungen (7) ordnet sich jeder Lösung der Gleichungen (4) zu, wenn man setzt:

$$\varepsilon' = \varepsilon, \quad \eta' = \eta. \tag{9}$$

Das folgt ohne weiteres aus (5) und (6), da ja nach (5)

$$\operatorname{curl}' = \frac{1}{\alpha} \cdot \operatorname{curl}$$

ist. Die in $\mathfrak{E}'$, $\mathfrak{H}'$ linearen Grenzbedingungen an den Oberflächen des Systemes A sind durch (8) erfüllt, weil an den geometrisch ihnen ähnlichen Oberflächen des Systemes M das Feld $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ entsprechenden Grenzbedingungen genügt.

Die Voraussetzungen (9) treffen in Luft, wo $\varepsilon = 1$, $\eta = 0$ ist, stets zu. In der Erde jedoch kann man die zweite der Bedingungen (9) nach (3) und (6) schreiben:

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\alpha} \tag{10}$$

Es entsprechen sich also die Felder des Modelles und der Antenne nur dann gemäß der Beziehung (8), wenn die Leitfähigkeit der Antennenerde im Verhältnis $1:\alpha$ geringer ist, als diejenige der Modellerde, bei gleichen Werten der Dielektrizitätskonstanten.

Der Erdwiderstand des Modelles (R_e), bzw. der Antenne (R_e') ist definiert als Quotient aus Joulescher Wärme und mittlerem Quadrate der Stromstärke im Luftleiter. Die Joulesche Wärme bestimmt sich als Produkt aus Volumen, Leitfähigkeit und Quadrat der elektrischen Feldstärke, die Stromstärke nach der ersten Hauptgleichung als Produkt aus Länge und magnetischer Feldstärke. Gemäß (8) verhalten sich also die Erdwiderstände der Antenne und ihres Modelles wie die Produkte aus Länge und Leitfähigkeit; nach (5) und (10) sind sie mithin einander gleich:

$$R_e' = R_e. \tag{11}$$

Es gilt also der folgende Satz: Stehen die Längenabmessungen der Antenne und des ihr geometrisch ähnlichen Modelles im Verhältnis $\alpha:1$, während, bei gleicher Dielektrizitätskonstante, die Leitfähigkeiten des Erdbodens unter der Antenne und ihrem Modelle sich wie $1:\alpha$ verhalten, so haben Antenne und Modell den gleichen Erdwiderstand. Da auch

die Strahlungswiderstände geometrisch ähnlicher Leiter einander gleich sind, so haben Antenne und Modell dasselbe Dämpfungsdekrement.

Wir haben die Erde als homogen angenommen, und somit Grundwasser nicht in Betracht gezogen; ist Grundwasser vorhanden, so ist beim Übergang zum Modelle seine Tiefe im Maßstabe $1 : \alpha$ zu verringern, seine Leitfähigkeit im Verhältnis $\alpha : 1$ zu vergrößern.

Der quantitativen Anwendung unseres Satzes stehen einstweilen praktische Schwierigkeiten im Wege, welche von der unzulänglichen Kenntnis der Leitfähigkeit verschiedener Bodensorten herrühren. Doch könnte schon jetzt diese Modellregel zur qualitativen Beurteilung des Erdwiderstandes von Antennen dienen.

Referate.

Lewis M. Hull, Bestimmung der Leistungscharakteristiken von Senderröhren. (Scientific Papers of the Bureau of Standards Nr. 355, Dezember 1919.)

Bei den Senderschaltungen der Elektronenröhren lagert sich über die Gleichspannung der Anodenbatterie eine Wechselspannung, herrührend von den Schwankungen des Anodenstromes. Berücksichtigt man diese Schwankungen der resultierenden Anodenspannungen, so kann man aus den bei Gleichstrom aufgenommenen Röhrencharakteristiken neue Beziehungen herleiten. Das Verhältnis von Anodenwechselspannung zur Gitterwechselspannung wird dabei als konstant während einer Periode in Rechnung gesetzt. Diese neuen Beziehungen sind in Amerika von Hazeltine eingeführt und werden abgeleitete Charakteristiken genannt. Verf. legt sie seinen Ausführungen zugrunde und leitet aus ihnen die Leistungscharakteristiken für die Röhren ab und weiter die Charakteristiken für den Strom im Schwingungskreise, wenn Kapazität und Widerstand des Schwingungkreises bekannt sind.

Für die abgegebene Leistung einer Senderröhre ergibt sich. zunächst für sinusförmige Ströme und Spannungen, die Gleichung:

$$N_a = \frac{n\,\mathfrak{E}_g}{2}(J_a - J_{g,n})$$

wo n das Verhältnis von Anodenwechselspannung zu Gitterwechselspannung bedeutet. Setzt man

$$N_a = \frac{\mathfrak{E}_g}{2} J_e$$

so kann man J_e als den wirksamen Strom bezeichnen, er folgt durch Umrechnung aus den abgeleiteten Charakteristiken. Zwischen der $k$ten Oberschwingung dieses Stromes und der $k$ten Oberschwingung des Stromes im Schwingungskreise $({}_kJ_s)$ besteht die Beziehung:

$$\frac{{}_kJ_s}{{}_kJ_e} = \frac{k L \omega}{\sqrt{R^2 + \left(2 k L \omega - \frac{1}{k C \omega}\right)^2}}$$

Hierin ist allerdings die einschränkende Annahme gemacht, daß $n = 1$ ist, was gleichbedeutend damit ist, daß die Anoden- und Gitterkopplungsspulen ($\angle$) einander gleich sind. C ist die Kapazität des Schwingungskreises, R sein Widerstand. Aus der Diskussion der Gleichung folgt, daß eine Änderung des Widerstandes des Schwingungskreises hauptsächlich auf die Grundschwingungen von Einfluß ist, auf die Oberschwingungen dagegen nur in verschwindendem Maße. Eine experimentelle Prüfung der Charakteristiken für den Strom im Schwingungskreis gibt eine gute Bestätigung.

Die vom Verfasser durchgeführte Methode ist recht umständlich und für Röhrenuntersuchungen im allgemeinen wenig zu empfehlen, eine andere experimentelle Methode wird vom Verf. selbst angekündigt.

Alberti.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Detektoren.

K. P. 306337 derselben Gesellschaft. Vom 7. 6. 17, ausgegeben am 1. 10. 19.

1. Verstärkeranordnung für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, bei welcher der zu verstärkende Strom einem bewegten Kontakt mit einem Detektoreigenschaften besitzenden Kontaktteil zugeführt wird, dadurch gekennzeichnet, daß mehrere solcher Verstärker in Kaskade geschaltet sind.

K.P. 305514 derselben Gesellschaft und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 29. 11. 16, ausgegeben am 6. 10. 19.

1. Vielfachdetektor, dadurch gekennzeichnet, daß ein in an sich bekannter Weise zur Aufnahme der Einzeldetektoren bestimmter revolverartiger Teil mitsamt der erforderlichen Kontaktvorrichtung zwischen zwei durch seine Achse verbundenen Platten derart eingebaut ist, daß

die Oberfläche des Detektors außer etwa anzubringenden Anschlußkontakten keinerlei leitende Teile aufweist.

Die Einzeldetektoren sind in dem revolverartigen Teil unter Vermittlung von Federn herausnehmbar eingesetzt.

Die einen Enden der Einzeldetektoren ruhen über die Federn auf einem durch eine Schleiffeder mit einem äußeren Kontaktanschluß leitend verbundenen Ring auf, während für den abwechselnden Anschluß ihrer anderen Enden in die benachbarte Platte ein mit einem zweiten Außenanschluß leitend verbundener Kontakt derart eingesetzt ist, daß ein stoßfreier Übergang von einem zum anderen Einzeldetektor bei Drehung des revolverartigen Teiles stattfindet; in die untere der beiden Platten sind Steckstifte eingesetzt, die gestatten, den Vielfachdetektor in gewöhnlichen Empfangsapparaten zu benutzen.

D. R. P. 318 039 derselben Gesellschaft. Vom 18. 10. 18. ausgegeben am 9. 1. 20.

1. Kontaktdetektor für elektrische Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß beide Kontaktteile beheizt werden.

2. Kontaktdetektor nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß in die die Kontakte umschließende Isolierhülse eine gegebenenfalls in der Wärmewirkung regelbare Heizspule eingebaut ist.

D. R. P. 318 010. Svenska Aktiebolaget Gasaccumulator in Stockholm, Schweden. Vom 13. 4. 16, ausgegeben am 9. 1. 20. Unionspriorität Schweden 15. 4. 15.

1. Kristalldetektor mit einem neutralen und einem effektiven Kontakt, dadurch gekennzeichnet, daß der effektive Kontakt aus einem auf eine empfindliche Stelle des Kristalls beschränkten, festen Kontakt besteht, der entweder durch Überziehen der genannten Stelle mit einem Metallbelag (mittels Bestäubung, Elektrolyse o. dgl.) und Festlöten eines sehr kleinen Metallkontaktes am Metallbelag oder durch Festlöten des letzteren Kontaktes unmittelbar am Kristall hergestellt ist.

2. Abänderung des Detektors nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der neutrale Kontakt durch einen festen, effektiven Kontakt der im Anspruch 1 angegebenen Art ersetzt ist.

3. Kristalldetektor nach Anspruch 1 oder 2, dadurch gekennzeichnet, daß mehr als zwei feste, effektive Kontakte der im Anspruch 1 angegebenen Art am Kristall angebracht sind.

Stromlinien- und Erdtelegraphie.

K. P. 308 522. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 25. 7. 15, ausgegeben 5. 7. 19.

1. Signalanlage mit Stromübertragung durch Erde oder Wasser, dadurch gekennzeichnet, daß der induktive Widerstand des Empfängerkreises durch eingefügte Kondensatoren, welche gleichzeitig auf die Frequenz des Senders abstimmen, bis auf den ohmischen Rest beseitigt wird, derart, daß möglichst die gesamte Energie des aus der Erde oder dem Wasser aufgenommenen Wechselstromes auf den Hörer o. dgl. Empfangsapparat übertragen wird, zum Zwecke, den Wirkungsgrad bzw. die Reichweite der Anlage zu erhöhen.

D. R. P. 317894 derselben Gesellschaft. Vom 10. 12. 15, ausgegeben am 5. 1. 20.

Anordnung zur Erdtelegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks schneller Ausmittlung des Störungsgebietes der Anlage und Herstellung des besten Wirkungsgrades der Übertragung, sowohl die Sendevorrichtung wie auch die Empfangsvorrichtung der Station durch einen veränderlichen Übertrager mit dem System der Elektroden verbunden sind, wobei die stufenweise Veränderung des Sendeübertragers bis zur Erreichung einer normalen günstigen Belastung des Sendestromerzeugers an einem Meßinstrument, die Veränderung des Empfangsübertragers nach Maßgabe der diesen Stufen entsprechenden Skalenfelder eines prüfungsweise zwischen die Elektroden geschalteten Ohmmeters bewirkt wird.

K. P. 300033. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Vom 18. 10. 16, ausgegeben am 11. 10. 19.

1. Empfangselektrode für Stromlinientelegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Elektrodenzuführungen als Zugseil miteinander verdrallt und ihre freien Enden dadurch zu Elektrodenkörpern gestaltet sind, daß das eine Ende als blanker Draht eine fadenförmige Verlängerung des Zugseiles bildet, auf der das andere Ende isoliert teilweise als blanker Draht flach anfgewickelt ist.

2. Elektrode nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der aus den freien Enden der Zuführungen gebildete Elektrodenkörper von einer wasserdurchlässigen Segeltuchhülle umgeben ist.

3. Elektrode nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Zuführungen des Elektrodenkörpers mit aneinandergereihten Korkgliedern versehen sind.

K. P. 300042 derselben Gesellschaft. Vom 2. 11. 15, ausgegeben 8. 11. 19.

1. Stationsschaltung für Stromlinientelegraphie für Schiffe, deren Körper als Kopplungsglied zwischen den Resonanzstromkreisen und dem entstehenden bzw. aufzunehmenden Stromlinienfelde benutzt wird,

dadurch gekennzeichnet, daß der Schiffswiderstand als Kopplungsglied zwischen den Stromkraftlinien im Wasser und einem aus dem Schiffskörper, einer Selbstinduktion und einer Kapazität gebildeten Resonanzstromkreise dient.

Der Resonanzstromkreis ist an die Enden des Schiffskörpers angeschlossen, und zwar kann er an beliebigen Stellen des Schiffskörpers angeschlossen sein; der den Schiffskörper durchfließende Wechselstrom kann auch mit Hilfe eines magnetischen Kreises mit dem Stationssystem gekoppelt sein.

K. P. 296103. Signalgesellschaft m. b. H. in Kiel. Vom 10. 1. 14, ausgegeben 20. 5. 20.

1. Einrichtung zur elektrischen Wellentelegraphie auf Schiffen, dadurch gekennzeichnet, daß die zur Aussendung der elektrischen Wellen notwendigen Strahlergebilde unterhalb der Wasserlinie angeordnet sind, wobei Wechselstrom von einer solchen Frequenz zur Anwendung gelangt, daß der dielektrische Wechselstromwiderstand des Mediums (Seewasser) für diese Frequenz gleich dem Ohmschen Widerstand oder kleiner als dieser wird.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die zur Verwendung gelangende Frequenz mindestens $3 \cdot 10^8$ in der Sekunde beträgt.

D. R. P. 317881. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt b. Berlin. Vom 1. 12. 15, ausgegeben 6. 1. 20.

1. Elektrode für Stromlinientelegraphie, gekennzeichnet durch einen Schutzkörper, der störende Wasserströmungen von den wirksamen Elektrodenflächen abhält.

Der Schutzkörper umgibt dabei die durch das Wasser bewegte Elektrode derart, daß der Stromlinienzutritt zur Elektrode an der der Bewegungsrichtung entgegengesetzten Seite erfolgt.

Ferner kann der Schutzkörper durch eine auf der Außenfläche der Elektrode befestigte Isolationsschicht gebildet werden.

Die Anordnung kann ferner so getroffen sein, daß sich der Schutz-auf den Empfangsapparat (Empfangstelephon o. dgl.) die Störungsströme in Komponenten zerlegt und diese durch Abgleichen und Gegeneinanderschalten in ihrer Wirkung kompensiert werden.

Dabei sind zwei im Winkel zueinander angeordnete Empfangserdantennen vorgesehen, von denen jeweils eine zum Empfangen der Signalströme, im allgemeinen dagegen beide zur Aufnahme je einer Komponente eines Störungsstromlinienfeldes dienen, und ferner sind Schaltmittel vorgesehen, mittels welcher durch Abgleichen und Gegen-

einanderschalten beider Komponentenströme deren Wirkung auf die Signalströme aufgehoben werden kann.

Zum Ausgleichen der Störungsstromkomponenten ist die Sekundärspule des Transformators beider Erdantennen in mehrere Abschnitte unterteilt und jedem Transformator ist ein Schaltmittel zum stufenweisen Einschalten der Abschnitte zugeordnet.

Zum Ausgleichen der Störungsstromkomponenten kann auch die Sekundärspule des Transformators jeder der beiden Erdantennen mit je einer von zwei einander gegenübergestellten Spulen verbunden und zwischen beiden eine mit der Signalstromanzeigevorrichtung in Verbindung stehende Spule angeordnet sein, deren Abstand von den Außenspulen verändert werden kann.

K. P. 300791. Firma Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg. Vom 29. 3. 17, ausgegeben 20. 4. 20.

1. Empfangsverfahren für Telegraphie mit Erdströmen, dadurch gekennzeichnet, daß die Erdleitung durch Einschaltung von Selbstinduktion und Kapazität zu einem resonanzfähigen elektrischen Schwingungskreis umgestaltet oder mit einem solchen Schwingungskreis irgendwie verbunden wird, zu dem Zwecke, eine Abstimmung auf die Senderschwingung zu ermöglichen und Störungen fernzuhalten.

K. P. 304346. Zusatz zu vorstehendem K. P. 300791 derselben Firma. Vom 6. 10. 17, ausgegeben 28. 4. 20.

Empfangsverfahren für Telegraphie mit Erdströmen gemäß Patent 300791, dadurch gekennzeichnet, daß der abgestimmte Empfangskreis aus einer Spule von hoher Selbstinduktion, geringer Dämpfung und einem Kondensator von gleichmäßig veränderlicher Kapazität zusammengesetzt und in Periodenzahlen geeicht ist, zu dem Zwecke, die Schwingungszahl des fernen oder des eigenen Senders bestimmen zu können.

K. P. 306443 derselben Firma. Vom 12. 3. 18, ausgegeben 13. 4. 20.

körper bzw. die Elektrode mit Schutzkörper mit der Stromlinieneintrittsöffnung selbsttätig von der Fahrtrichtung abgekehrt einstellt, und zu diesem Zwecke ist der Schutzkörper bzw. die Elektrode mit Schutzkörper in Torpedoform ausgeführt.

Der Schutzkörper bzw. die Elektrode mit Schutzkörper ist durchlöchert und am Stromlinieneintrittsende verjüngt.

D. R. P. 320436 derselben Gesellschaft. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 317881. Vom 4. 3. 16, ausgegeben 21. 4. 20.

1. Elektrode für Stromlinientelegraphie nach Patent 317881, da-

durch gekennzeichnet, daß der torpedoförmige Schutzkörper als Schwimmer ausgebildet ist.

Die vordere Hälfte des Schutzkörpers ist als massiver Schwimmer (z. B. aus Holz) und dessen hintere Hälfte als dünner Schutzmantel für die Elektrode ausgebildet; der Schutzmantel ist aus Segeltuch hergestellt und dessen die Stromlinieneintrittsöffnung umgebender Rand durch einen eingelegten Ring versteift; die Kabelzuführung zur Elektrode dient als Schlepptau oder ist mit einem solchen vereinigt; die Kabelzuführung zur Elektrode ist durch die Mittelachse des Schwimmers hindurchgeführt und die Adern sind in dem vom Schutzmantel umgebenen Raum des Schutzkörpers zu einer büschelförmigen Elektrode ausgebildet.

D. R. P. 319885 derselben Gesellschaft vom 22. 3. 17, ausgegeben 8. 4. 20.

1. Antennenanordnung für Stromlinientelegraphie bei Tauchbooten, dadurch gekennzeichnet, daß zur Erzielung einer möglichst großen Fernwirkung unter gleichzeitiger bequemer Beobachtbarkeit der Elektroden diese in der Nähe des vorderen und des hinteren Endes des Aufbaudecks auf isolierten Stützen angeordnet sind.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Aufbauten des Tauchbootes und das Drahtwerk der für drahtlose Telegraphie benutzten Antennen zur Befestigung der Elektroden für Stromlinientelegraphie in möglichst großer Entfernung vom Schiffskörper ausgenutzt, bzw. zur Bildung der Antennen für Stromlinientelegraphie mitverwendet wird.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H. and **E. Bloch,** Rev. Gén. de l'Él. **6,** S. 323, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2. S. 100, 1919. The Application of Amplifiers to the Recording of Wireless Signals.

Alexanderson, E. F. W., Rad. Rev. **1,** 3, S. 363, 1919. Wireless World **7,** 82, S. 575, 1920. (Ref. aus Proc. Inst. Rad. Eng. August 1919.) Simultaneous Sending and Receiving.

Austin, L. W., Proc. Inst. Rad. Eng. **7,** S. 257, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 90, 1919. A New Method of using Contact Detectors in Radio Measurements.

Black, R. B., ebenda S. 391. Telegraph and Telephone Age, Sept. 1919, S. 434, 459. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 103, 1919. Radiotelegraphy in Competition with Wire Telegraphy. (Continued.)

Blondel, A., Rad. Rev. **1,** 2, S. 58; 3, S. 110; 1919. On the Goniometric Functions Applicable to Directive Aerials.

Caines, C. F., Proc. Inst. Rad. Eng. **7,** S. 281, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 102, 1919. The Cabot Converter.

Clement, L. M., Ever. Eng. Mag. **7,** S. 300, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 99, 1919. The Problems of Vacuum Tube Circuits.

Culver, C. A., Journ. Frankl. Inst. **187,** S. 529, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 97, 1919. Transatlantic Radio Reception.

Delgien, M., Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. **8,** S. 382, 1919. Telegraphy and Aviation.

Dieckmann, Max, Luftfahrt **24,** 4, S. 57, 1920. Funkentelegraphische Ortsbestimmung für Luftfahrzeuge.

Eccles, W. H., Rad. Rev. **1,** 2, S. 67; 3, S. 127; 1919. An Investigation of the Internal Action of a Triode Valve. (Continued.)

— Proc. Inst. Rad. Eng. **7,** S. 267, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 89, 1919. On Measurement of Signal Strength.

— Electrician **84,** 14, S. 370, 1920. Theory of Antenna Resistance.

— and **F. W. Jordan,** Rad. Rev. **1,** 2, S. 80, 1919. A Method of Using two Triode Valves in Parallel for Generating Oscillations.

— ebenda 3, S. 143, 1919. A Trigger Relay Utilising Three-Electrode Thermionic Vacuum Tubes.

Egan, Michael B., Wireless World **7,** 82, S. 557, 1920. Reminiscences of Wireless on the Blimp Patrol.

— ebenda 83, S. 621, 1920. The Training of a R. A. F. Wireless Operator.

Electrician 84, 11, S. 300, 1920. The Western Electric Co.'s Loud Speaking Telephone.

— ebenda 14, S. 376. Earthing.

— ebenda 15, S. 406. A Portable Wireless Receiver.

E. u. M. 38, 8, S. 84, 1920. Aus Theorie und Praxis der Verstärkerröhren. (Ref. über Arbeiten von Schottky, Abraham, Möller.)

Esau, A., Ann. d. Phys. (4) **61,** S. 410, 1920. Der gegenseitige Induktionskoeffizient von Rechtecken und Quadraten.

Ever. Eng. Mag. 7, S. 296, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 99, 1919. An American Receiver used on French ships.

— ebenda S. 299. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 90, 1920. Measuring the Capacity of Vacuum Tubes.

Fleming, J. A., Journ. Roy. Soc. **67,** S. 597, 612, 625, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 98, 1919. The Scientific Problems of Electric Wave Telegraphy.

Fortescue, C. L., Rad. Rev. **1,** 2, S. 83; 3, S. 134; 1919. The Three-Electrode Thermionic Valve as Alternating Current Generator.

— Wireless Age **6,** S. 22, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 93, 1919. A Transmitter Designed to Radiate Waves of Low Decrement.

Gans, Richard, Ann. d. Phys. (4) **61,** S. 447, 1920. Das Verhalten Hertzscher Gitter.

Gray, G. F., J. W. Reed and **P. N. Elderkin,** Journ. Frankl. Inst. **188,** S. 270, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 92, 1919. Air Fans for Driving Electric Generators of Aeroplanes.

Hale, G. W., Wireless World **7,** 83, S. 630, 1920. An Efficient Variable Condenser.

Herrold, C. D., Rad. Am. News **1,** S. 11, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 2, S. 97,

1919. Experiments on Ground Aerials with Their Relation to Atmospherics.
Hewett, J. R., Gen. El. Rev. 22, S. 601, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 92, 1919. Research Work of the General Electric Company in the Great World War.
Honan, J. J., Wireless World 7, 80, S. 491; 81, S. 512; 82, S. 605; 83, S. 665: 1919—1920. Aircraft Wireless Section.
Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 2, S. 78. The Transmission of Electromagnetic Waves Around the Earth.
— ebenda 3, S. 124, 1919. The Inductance of Single-Layer Rectangular Coils.
Huizinga, M. J., Phys. Ztschr. 21, 4, S. 91, 1920. Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren.
Journal télégraphique 44, 2, S. 22, 1920. Statistique radiotélégraphique comparative de 1918.
— ebenda S. 29. (Pays-Bas.) Réglementation radiotélégraphique concernant les navires étrangers.
— ebenda 3, S. 42; 4, S. 57. (Japon.) Loi sur la télégraphie sans fil.
Keen, R., Wireless World 7, 82, S. 578, 1920. How Aeroplanes are Navigated by Wireless.
Kitchin, E. W., ebenda 83, S. 632. A Flexible Socket for Wireless Receiving Valves.
Knoll, L. M., El. Exp. 7, S. 328, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 361, 1920. Concentrated or Loop Aerials?
Leithäuser, G., Elektrot. Umsch. 1, 6, S. 100, 1920. Ref. über R. A. Fessenden (Electrician 83, S. 719, 1919). Das Peilgerät von Fessenden und die Vorsichtsmaßregeln bei dessen Benutzung.
Lorenz, C., Aktiengesellschaft; Flugschrift. Hochfrequenzmaschine oder Bogenlampe? Ihre Anwendung für Großstationen der drahtlosen Telegraphie.
Ludwig, E., Wireless World 7, 82, S. 583, 1920. An Experimental Station.
McCaa, D. G., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 409, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 92, 1919. Special Type of Quenched Spark Radio Transmitter.
Montefinale, G., Vie del Mare e dell' Aria 3, S. 256, 1919. Some Aspects of Recent Progress in Radiotelegraphy.
Nature, La, 47, S. 117, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 90, 1919. Applications of the Valve.
Niethammer, F., E. u. M. 38, 13, S. 141, 1920. Flußverdrängung und Stromverdrängung.
Pession, G., Electrician 84, 15, S. 393, 1920. The Poulsen System of Radiotelegraphy.
Petersen, T. G., Wireless World 7, 82, S. 566; 83, S. 638; 1920. Notes on the Physics of the Thermionic Valve.
Post Off. El. Eng. Journ. 12, S. 101, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 94, 1919. Wireless Telephony.
Robinson, James, Rad. Rev. 1, 3, S. 105, 1919. The Elimination of Magneto Disturbance in the Reception of Wireless Signals on Aircraft.
Round, H. J., Electrician 84, 12, S. 317, 1920. Direction and Position Finding.

Schonland, B. F. J., Wireless World 7, 80, S. 452, 1919. „W./T. R. E.“ (An Account of the Work and Development of Field Wireless Sets with the Armies in France.)

Schuleikin, M. and **J. Freiman,** Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 417, 1919. On the Multi-Section Quenched Gap.

Scott-Taggart, J., Wireless World 7, 80, S. 440; 81, S. 505; 88, S. 671; 1919—1920. Notes on the Design and Construction of Vacuum Tube Amplifiers.

— ebenda 82, S. 593, 1920. A System for the Reception of Continuous Waves.

Slaughter, N. H., G. F. Gray and **J. W. Stokes,** El. World 74, S. 340, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 93, 1919. Radiotelephone Development in the Army.

Sleeper, M. B., Ever. Eng. Mag. 7, S. 292, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 99, 1919. A New Type of Receiving Tuner.

— ebenda S. 357. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 92, 1919. Apparatus for the Radio Laboratory.

Squier, George O., Electrician 84, 5, S. 111; 6, S. 147, 1920. El. Exp. 7, S. 204, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 361, 1920. Tree Telegraphy and Telephony.

Stone-Stone, J., Proc. Am. Inst. El. Eng. 38, S. 933, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 103, 1919. Radio Signalling.

Taylor, A. H., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 261, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 96, 1919. The Possibilities of Concealed Receiving Systems.

— ebenda S. 559. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 360, 1920. Long Wave Reception and the Elimination of Strays on Ground Wires (Subterranean and Submarine).

Thirring, Hans, Phys. Ztschr. 21, 3, S. 67, 1920. Neue Apparate für Lichttelephonie.

Times of India, — Indian Engineering Supplement 20, S. 4, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 361, 1920. Wireless in China.

Ullrey, D., Phys. Rev. (2) 14, S. 160, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 3, S. 156, 1919. The Evolution and Absorption of Gases by Glass.

Whiddington, R., Rad. Rev. 1, 2, S. 53, 1919. Ionic Oscillations in Three-Electrode Thermionic Valves.

White, E. A., El. Exp. 7, S. 234, 1919. Ref. Rad. Nieuws 2, S. 274, 1919; Rad. Rev. 1, 7, S. 360, 1920. On the Use of Alternating Current for Valve Detectors.

Whittemore, L. E. and **L. M. Hull,** Phys. Rev. (2) 14, S. 266, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 5, S. 241, 1920. Applications of the Cathode Ray Tube in Radio Work.

Williams, B., Wireless World 7, 82, S. 582, 1920. Notes on the Measurement of Wavelength and H.-F. Inductance and Capacity.

Wireless Age 6, S. 21, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 96, 1919. Artom's Visual Receiver for Directive Wireless Telegraphy.

— ebenda S. 23. Ref. Rad. Rev. 1, 2, S. 99, 1919. Cascade Amplification of a Single Vacuum Tube.

— ebenda S. 41. Vacuum Tubes in the Army.

Wireless World 7, 80, S. 433, 1919. Great Wireless Stations: Towyn
— ebenda S. 456. The Thermionic Valve as an Oscillator. (An important legal decision.)
— ebenda 81, S. 491. The Kamina Wireless Station, its Construction and Destruction.
— ebenda S. 499. Speaking Across the Atlantic by Wireless Telephony.
— ebenda S. 517. The Wireless Society of London. (Report of the General Meeting.)

Ziekendraht, H., Verh. d. Naturf. Ges. Basel **30,** S. 255, 1919. Untersuchungen an einem einfachen Wellenmesser.

Ziekner, G., Elektrot. Umsch. **1,** 8, S. 130, 1920. Ref. über G. Falckenberg (Ann. d. Phys. (4) **61,** S. 167, 1920). Eine Differentialschaltung zur Messung von Kapazitäten und Selbstinduktionen mit einer Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-8}$.

Kurze Mitteilungen.

Neuabmachungen in der angloamerikanischen drahtlosen Telegraphie. Die American Marconi Co. wurde in eine Tochter-Gesellschaft der General Electric Co. (die Radio Corporation of America) umgewandelt. Auf den neuen Konzern sind die Radiostationen von Neubraunschweig, Belmar, die Pazifische bei San Franzisco, die auf den Hawai-Inseln, die bei Funkerton und die auf dem Cap Cod übergegangen. Die Radio-Corporation beherrscht so den amerikanischen Funkverkehr mit England, Frankreich, Norwegen und Japan. Geplant ist die Einrichtung eines drahtlosen Verkehrs mit Cuba und Südamerika. Das Netz der Verbindungen soll so rasch wie möglich über die ganze Erde ausgedehnt werden; als besonders dringend wird der Anschluß Chinas bezeichnet. Das Kapital der neuen Gesellschaft beträgt 25 Mill. $. Daß innerhalb des Konzerns Amerika der stärkere Faktor ist, geht ziemlich deutlich aus einer Bemerkung der Times hervor, die in der Fusion einen der wichtigsten Schritte zum Ausbau des amerikanischen Außenhandels sieht.

(Nach der Frankfurter Zeitung.)

Neue Zeitschrift. Im Juni 1920 erschien die erste Nummer der französischen Zeitschrift Radio-Électricité als Organ der Gesellschaft für radio-technische Publikationen. Präsident dieser Gesellschaft ist M. Carpentier. Die Zeitschrift hat sich zum Ziel gesetzt, über die großen technischen Probleme und ihre praktischen Lösungen in leicht faßlicher Form ihrem Leserkreis zu berichten. Daneben sind besondere Kapitel den gesetzlichen Bestimmungen, den wirtschaftlichen Fragen, der Literatur und der Berichterstattung der wissenschaftlichen und Fach-Vereinigungen gewidmet. Die Zeitschrift erscheint monatlich, Redaktion Paris, 12, place de Laborde, Abonnements für Ausländer 36 Fr.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

Band 16. August 1920. Heft 2.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Bücher und Sonderabdrücke sowie Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Die Vakuumröhre und ihre technischen Anwendungen. II.[1]

Von **H. Barkhausen.**

II. Verstärkung schwacher Wechselströme.

Inhalt.

Bezeichnungen siehe dies Jahrbuch Bd. 14, S. 2. — Es ist im folgenden nicht mit den Momentanwerten e, i, sondern mit den Wechselstromvektoren $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{J}$ gerechnet, die als Amplitude oder auch als Effektivwert aufgefaßt werden können.

B. Die Theorie der Schaltungen.

1. Ein allgemeiner Satz.

Wenn man einen Apparat mit einem Wechselwiderstand $\mathfrak{R}_a$ in ein beliebiges Stromsystem einschaltet, so läßt sich ganz allgemein[2] der den Apparat durchfließende Strom nach der Gleichung

$$\mathfrak{E}_l = \mathfrak{J}(\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a)$$

1) Fortsetzung und Erweiterung der Dienstschrift, deren erster Teil im Jahrbuch Bd. 14, Heft 1, S. 27—47 abgedruckt war. Vgl. die Historische Bemerkung am Schlusse dieser Arbeit.

2) Die einzige Voraussetzung ist, daß alle Ströme und Spannungen einander proportional sind, daß man also mit konstanten Wechselwiderständen rechnen kann. Vgl. hierzu: Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung; Hirzel 1907, insbesondere S. 54.

berechnen. Hierbei ist $\mathfrak{E}_l$ die „Leerlaufspannung“, die Spannung am Apparat, wenn sein Widerstand sehr groß ist, oder die Leitung dort unterbrochen wird. $\mathfrak{R}_i$ ist der „innere Widerstand“ des Stromsystems gegen eine an Stelle des Apparats eingeschaltete EMK. Dieser läßt sich am einfachsten durch den „Kurzschlußversuch“ ($\mathfrak{R}_a = 0$) nach der Gleichung

$$\mathfrak{J}_k = \frac{\mathfrak{E}_l}{\mathfrak{R}_i}$$

bestimmen, natürlich aber auch auf andere Weise, z. B. in der Wheatstoneschen Brücke messen, oder auch berechnen. Bei Wechselströmen sind alle Größen vektoriell zu nehmen, was durch die deutschen Buchstaben angedeutet sei.

Die an den Apparat abgegebene Leistung ist

$$N_a = |\mathfrak{J}|^2 R_a = \left|\frac{\mathfrak{E}_l}{\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a}\right|^2 \mathfrak{R}_a$$

Kann man dem Apparat, etwa durch Bewickeln mit Draht verschiedener Dicke, verschiedene Widerstände $\mathfrak{R}_a$ geben, so wird stets N_a ein Maximum, falls die absoluten Beträge $|\mathfrak{R}_i|$ und $|\mathfrak{R}_a|$ gleich groß gemacht werden. Das Maximum ist aber sehr unscharf, es kommt auf eine genaue Gleichheit beider Widerstände nicht sehr an. Die nachstehende Tabelle I zeigt, wie weit sich die Leistung durch Umwickeln erhöhen läßt, wenn ursprünglich nicht R_a gleich R_i ist, und zwar für den Fall, daß $\mathfrak{R}_i$ und $\mathfrak{R}_a$ beide reell sind, d. h. bei beiden Strom und Spannung in Phase sind. In den andern Fällen liegen die Verhältnisse, abgesehen von Resonanzerscheinungen, ähnlich. Mit dem Telephon am Ohr läßt

Tabelle I.

R_i/R_a	$\frac{N_{a\,\max.}}{N_a} = \frac{(1 + R_i/R_a)^2}{4 R_i/R_a}$	$\sqrt{\frac{N_{a\,\max.}}{N_a}} = \frac{R_i + R_a}{2\sqrt{R_i \cdot R_a}}$
1	1	1
1,5 oder 2/3	1,04	1,02
2 „ 1/2	1,12	1,06
3 „ 1/3	1,33	1,15
4 „ 1/4	1,56	1,25
6 „ 1/6	2,04	1,43
10 „ 1/10	3,2	1,8
20 „ 1/20	5,5	2,35
40 „ 1/40	10,5	3,2
100 „ 1/100	25,5	5,0
1000 „ 1/1000	250	15,8

sich eine Stromänderung von 25%, d. h. eine Leistungsänderung von 56%, gerade eben heraushören. Dem entspricht eine im Verhältnis 1 : 4 falsche Anpassung. Es läßt sich also erst bei einer ganz andern Größenordnung zwischen R_i und R_a durch bessere Anpassung viel gewinnen.

2. Leistungsabgabe im Anodenkreis.

a) Schaltungen. Daß die Vakuumröhre, deren Gitter eine Wechselspannung von der Amplitude $\mathfrak{E}_g$ zugeführt wird, in bezug auf die Wechselstromvorgänge im Anodenkreise als ein Generator von der EMK. $\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{E}_g}{D}$ und dem inneren Widerstande $R_i = \frac{1}{SD}$ aufgefaßt werden kann, wurde im I. Teil, S. 39, Band 15, abgeleitet. R_i ist rein reell und bei den normalen Einfachgitterröhren etwa 100000 Ohm groß, bei Doppelgitterröhren mit Schutz- oder Raumladungsgitter etwa 10 mal größer oder 10 mal kleiner. Das sind sehr hohe Widerstände, und es ist oft nicht möglich, den Widerstand $\mathfrak{R}_A$ der Empfangsapparatur auch nur annähernd so groß zu machen. Der Wechselwiderstand eines Telephons läßt sich z. B. kaum über 10000 Ohm steigern, und wenn der Verstärker auf eine Fernsprechleitung arbeiten soll, so ist deren Wellenwiderstand als $\mathfrak{R}_A$ einzusetzen, der wohl stets kleiner als 1000 Ohm ist.

In diesen Fällen kann man die Apassung durch Zwischenschalten eines Transformators vornehmen (Fig. 1a). Der auf der Primärseite

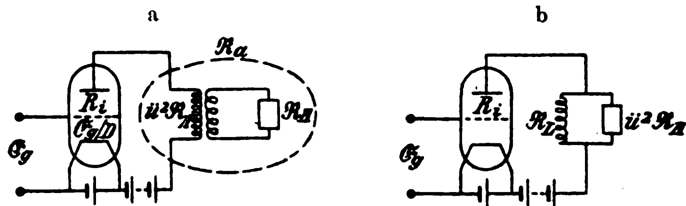


Fig. 1.

wirksame Widerstand ist dann in erster Annäherung gleich $\ddot{u}^2\mathfrak{R}_A$, wenn $\ddot{u}$ das Übersetzungsverhältnis, bei streuungslosem Transformator also das Verhältnis der primären und sekundären Windungen ist. In zweiter Annäherung kommt hierzu der Magnetisierungsstrom des Transformators, der so wirkt, als ob parallel zu $\ddot{u}^2\mathfrak{R}_A$ noch der Leerlaufswiderstand der Primärwicklung $\mathfrak{R}_L = R_1 + j\omega L_1$ läge (Fig. 1b). Dieser ist meist nicht zu vernachlässigen und vermindert den wirksamen

Widerstand $\mathfrak{R}_a$ wieder. Da auch sonst der Transformator Verluste mit sich bringt, verlohnt sich eine Anpassung unter Vermittlung eines Transformators meist erst dann, wenn R_i und $\mathfrak{R}_A$ um mehr als das sechsfache voneinander abweichen (vgl. Tabelle I).

Bei Apparaten mit großen induktiven (ωL) und geringen Verlustwiderständen (R) läßt sich der wirksame äußere Widerstand $\mathfrak{R}_a$ auch ohne Transformator durch Parallelschalten eines Kondensators wesentlich steigern (Fig. 2a). Es ist dann

$$\mathfrak{R}_a = \frac{\mathfrak{R}_L \cdot \mathfrak{R}_C}{\mathfrak{R}_L + \mathfrak{R}_C} \approx \frac{L/C}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}$$

also, wie in Fig. 2b dargestellt, abhängig von der Frequenz ω und steigt im Resonanzfall ($\omega L = 1/\omega C$) auf $\mathfrak{R}_a = \frac{L}{CR} = \omega L \cdot \frac{\pi}{d}$; d. h.

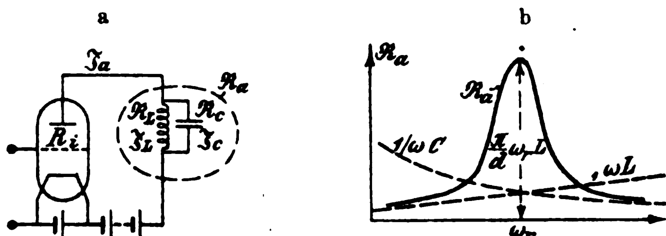


Fig. 2.

auf das $\frac{\pi}{d}$ fache seines Wertes ohne Kondensator, z. B. bei einem logarithmischen Dekrement $d = 0{,}5$ auf das 6,28fache. Das Verhältnis der Wechselströme $\mathfrak{J}_L$ zu $\mathfrak{J}_a$ ändert sich in gleicher Weise wie $\mathfrak{R}_a$; im Resonanzfall ist der Apparatestrom $\mathfrak{J}_L$ $\frac{\pi}{d}$ mal so groß, wie der Röhrenstrom $\mathfrak{J}_a$ (Stromresonanz). Diese Erhöhung von $\mathfrak{J}_L$ wird freilich nur erreicht, wenn sich $\mathfrak{J}_a$ durch Parallelschalten des Kondensators nicht ändert, nämlich wenn $\mathfrak{R}_a$ klein gegen R_i ist. Ist dagegen $\mathfrak{R}_a$ groß gegen R_i, so verkleinert sich durch die Resonanzschaltung nur der Strom $\mathfrak{J}_a$ um das $\frac{d}{\pi}$ fache, so daß der Apparatestrom $\mathfrak{J}_L$ gerade so groß wie vorher bleibt. Die Zwischenfälle sind leicht zu übersehen. Wird z. B. gerade im Resonanzfall die günstigste Anpassung $\mathfrak{R}_a = R_i$ erreicht, so ist die Stromerhöhung von $\mathfrak{J}_L$ das $\frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{d}$ fache, also nur halb so groß. Die Erhöhung, d. h. die resultierende Reso-

nanzschärfe ist um so größer, je größer R_i gegen $\mathfrak{R}_a$ ist. Bei kleinem $\mathfrak{R}_a$ werden daher bestimmte Frequenzen stark bevorzugt, bei großem $\mathfrak{R}_a$ ist man ziemlich unabhängig von der Frequenz.

Natürlich kann man auch bei Anwendung von Transformatoren den induktiven Apparatestrom, zu dem dann noch der Magnetisierungsstrom des Transformators tritt (vgl. Fig. 1b), durch Parallelschalten eines Kondensators auf der Primär- oder auf der Sekundärseite kompensieren. Auf der Primärseite ist ein $\ddot{u}^2$mal größerer Kondensator erforderlich. Scharfe Resonanz tritt dann nur ein, wenn $\ddot{u}^2 \mathfrak{R}_A$ klein gegen R_i bleibt.

Ein Transformator ist oft erforderlich, um den Gleichstrom oder die oft hohe Anodengleichspannung von der Empfangsapparatur fernzuhalten. Das erreicht man (nach Seibt) auch, wenn man in Reihe mit $\mathfrak{R}_a$ einen oder zwei Kondensatoren C und parallel zu beiden eine Drosselspule L legt (Fig. 3). Ist $\mathfrak{R}_A$ nahezu induktionsfrei $= R_A$, kann der Resonanzwiderstand $\mathfrak{R}_a = \dfrac{L}{C(R_A + R_L)}$ bei geringer Dämpfung wesentlich größer als R_A werden. Durch Stromresonanz steigt dann auch hier der R_A durchfließende Strom.

Der Gleichstromspannungsabfall $J_a R_a$ ist meist zu vernachlässigen, da J_a meist unter 1 mA bleibt. Andernfalls ist er durch eine entsprechende Erhöhung der Anodenbatterie auszugleichen, damit der günstigste Arbeitspunkt auf der Charakteristik nicht verschoben wird.

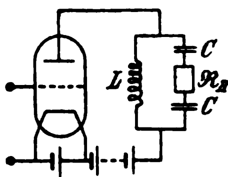


Fig. 3.

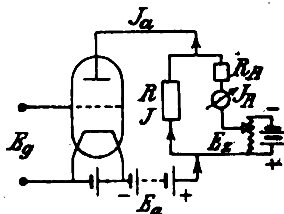


Fig. 4.

Sollen schwache Gleichstromimpulse, z. B. Telegraphierströme E_g, verstärkt werden, kann man Transformatoren und Resonanz nicht verwenden, muß also den Empfangsapparat (Relais) direkt einschalten. Den oft störenden Dauergleichstrom kann man durch eine Art Kompensationsschaltung von ihm fernhalten, wie sie in Fig. 4 gezeichnet ist. Die Zusatzspannung E_z wird, am einfachsten durch eine Spannungsteilerschaltung, so einreguliert, daß der Apparatestrom J_A gerade Null wird. Sie ist dann gerade so groß wie der Spannungsabfall JR. Wenn der

Widerstand R groß gegen R_A ist, bewirken alle durch eine geringe Änderung der Gitterspannung E_g hervorgerufenen Stromänderungen J_a nur einen entsprechend starken positiven oder negativen Strom J_A, während J ungeändert bleibt. — Bei der günstigsten Anpassung $R_A = R_i$ muß R groß gegen R_i gemacht werden. Dann ist der Spannungsabfall $J R = E_z$ meist auch nicht unbeträchtlich, und die Anodenbatterie muß um diesen Betrag E_z erhöht werden, damit der Arbeitspunkt auf der steilsten Stelle der Charakteristik liegen bleibt. R_A wird freilich selten so groß wie R_i (100000 Ohm) gemacht werden können. Dann können auch R und E_z entsprechend kleiner bleiben.[1])

b) Anodenwirkungsgrad. Eine völlige Ausnutzung der von der Röhre maximal abgebbaren Leitung $N_{a\,\max.}$ durch den Empfangsapparat wird praktisch selten erreicht. Es ist selten möglich, diesem selbst einen hinreichend hohen Widerstand zu geben. Die Transformatoren haben aber meist keinen besonders guten Wirkungsgrad, da sie aus Rücksicht auf Platz und Kosten meist recht klein gehalten werden, und bei dem dünnen Draht, der wegen der hohen Windungszahl gewählt werden muß, schon ein beträchtlicher Teil des Wickelraums durch die Isolation weggenommen wird. Auch sind Berechnung und Meßmethoden hier noch sehr rückständig: die günstigste Anpassung der Widerstände wird meist durch blindes Probieren am fertigen Apparat gesucht, und dabei nicht immer gefunden. — Bezeichnet man das Verhältnis der im Empfangsapparat wirklich verbrauchten Leistung N_v zu der von der Röhre maximal abgebbaren $N_{a\,\max.}$ als den „Wirkungsgrad“ des Anodenstromkreises

$$\eta_a = \frac{N_v}{N_{a\,\max.}}$$

so wird man für diesen selten mehr als $60\,^0/_0$ ansetzen dürfen. Ist der Empfangsapparat stark induktiv, und ist Resonanz nicht anwendbar, weil ein größerer Frequenzbereich verstärkt werden soll, wie z. B. bei Fernsprechströmen, so wird der Wirkungsgrad meist noch tiefer liegen.

Besonders große Schwierigkeiten entstehen bei Hochfrequenz. Hier bildet die Kapazität der Anode und ihrer Anschlußleitungen (in Fig. 5 punktiert als wirkliche Kapazität C eingezeichnet) einen nicht zu beseitigenden Nebenschluß zu $\mathfrak{R}_A$. C ist der Größenordnung nach

1) Diese Schaltung ist besonders für den Audionempfang mit Relaisbetätigung wichtig. Bei ihm wird durch die Gleichrichterwirkung die mittlere Gitterspannung und damit der Anodengleichstrom J_a geändert. Näheres später.

etwa 10 cm. Dem entspricht aber bei 10^6 Perioden/sec ($\lambda = 300$ m) ein Blindwiderstand $1/\omega C$ von nur 14000 Ohm! Bei $R_i = 100000$ Ohm sinkt dadurch von vornherein die Anodenwechselspannung auf $^1/_8$ der wirksamen E.M.K., so daß man nur etwa einen Anodenwirkungsgrad von 30 % erhalten kann. Verbessern läßt sich hier nur etwas durch Resonanzabstimmung von C mit $\mathfrak{R}_A$ oder mit einer besonders zuzuschaltenden Spule, wodurch der Widerstand entsprechend Fig. 2b auf das $\frac{\pi}{d}$ fache erhöht wird, aber nur für die Resonanzwelle; oder aber durch Ver-

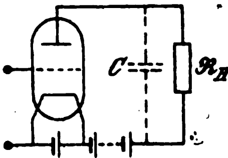


Fig. 5.

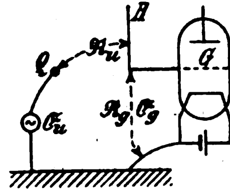


Fig. 6.

wendung von Röhren mit geringerem inneren Widerstand R_i, besonders Doppelgitterröhren mit Raumladungsgitter (vgl. Teil I, S. 46). — Für größere Wellenlängen liegen die Verhältnisse günstiger.

In wesentlich höherem Maße treten die gleichen Schwierigkeiten bei der Gitterschaltung auf. Davon wird im folgenden Abschnitt die Rede sein.

3. Leistungszufuhr im Gitterkreis.

a) Sehr großer Widerstand $\mathfrak{R}_u$ der äußeren E.M.K. Die unverstärkte Leistung N_u können wir uns wieder von einer E.M.K. $\mathfrak{E}_u$ mit einem inneren Widerstande, der jetzt mit $\mathfrak{R}_u$ bezeichnet sei, herrührend denken. Aufgabe der Schaltung ist es, hiermit eine möglichst hohe Wechselspannung $\mathfrak{E}_g$ am Gitter aufrecht zu erhalten, damit auf der Anodenseite ein möglichst starker Wechselstrom erzeugt wird. Nun wurde aber im I. Teil, S. 32 angegeben, daß das Gitter bei hinreichend hoher negativer Vorspannung (etwa — 1 Volt) an sich keinen Strom, also auch keine Leistung verbraucht, gewissermaßen einen unendlich großen Widerstand darstellt. Eine nähere Betrachtung zeigt aber, daß man auch hier immer mit einem endlichen Widerstand rechnen muß, der, wenn nicht durch die Röhre, so durch die Schaltung bedingt wird. Man übersieht das am besten, wenn man den Fall betrachtet, daß der innere Widerstand $\mathfrak{R}_u$ der äußeren E.M.K. $\mathfrak{E}_u$ außerordentlich

groß ist. Das kommt in der Tat bei Gasentladungen, z. B. bei der Verstärkung der Ströme lichtelektrischer Zellen (Lichttelephonie), aber auch sonst gelegentlich vor.[1]) Ein wegen seiner störenden Wirkungen praktisch wichtiger Fall ist z. B. eine ganz kleine „Antenne" A, Fig. 6, ein kurzer Draht, der mit dem sonst isolierten Gitter G verbunden ist. Die E.M.K. $\mathfrak{E}_u$ kann in diesem Falle von dem elektrischen Felde irgendwelcher wechselnden elektrischen Ladungen Q, z. B. einer benachbarten Lichtleitung herrühren. Ihr innerer Widerstand $\mathfrak{R}_u$ ist dann gleich $1/\omega\, C_u$, wenn C_u die Teilkapazität zwischen A und Q ist. Welche Wechselspannung dann ein völlig isoliertes Gitter annimmt, hängt von der Kapazität C_g des Gitters samt Antenne und Zuleitung gegen Erde (den geerdeten Heizdraht) ab. Die Spannung $\mathfrak{E}_u$ verteilt sich im Verhältnis der kapazitiven Widerstände $\mathfrak{R}_u = 1/\omega\, C_u$ und $\mathfrak{R}_g = 1/\omega\, C_g$. Die Spannung am Gitter wird

$$\mathfrak{E}_g = \mathfrak{E}_u \frac{\mathfrak{R}_g}{\mathfrak{R}_u + \mathfrak{R}_g}$$

Ist die negative Vorspannung des Gitters nicht ausreichend oder die Isolation nicht vollkommen, muß man sich parallel zu C_g noch einen entsprechend großen Widerstand eingeschaltet denken. Beide können dann zu dem „wirksamen Widerstand" $\mathfrak{R}_g$ zusammengefaßt werden. Man erkennt, daß man letzten Endes doch wieder das Gitter als einen Widerstand in Rechnung setzen muß, auf den die E.M.K., wie früher besprochen, einwirkt. Das Neuartige ist hier nur, daß dieser Widerstand außerordentlich groß und meist nicht recht bestimmt ist.

Es ist ohne weiteres klar, daß man um so leichter eine möglichst hohe Spannung am Gitter aufrecht erhalten kann, je größer der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ ist. Anderseits zeigt aber schon das oben gewählte Beispiel, daß auch alle äußeren Störungen, kapazitive oder Isolationseinflüsse, um so stärker einwirken, je größer $\mathfrak{R}_g$ ist. Es ist erstaunlich, wie man bei größeren Verstärkungen und bei sehr großem $\mathfrak{R}_g$ oft noch Kollektorgeräusche und dergl. von Lichtleitungen hört, die in größerer Entfernung vorbeilaufen. Es bedarf hierzu auch keiner besonderen „Antenne", es genügt schon die Kapazität des Gitters und der damit verbundenen Anschlußklemme an der Röhre selbst. — Neben diesen Störungen durch fremde Felder ist bei sehr großem $\mathfrak{R}_g$ niemals die Rückwirkung von seiten des verstärkten Stromes zu vernachlässigen. Besitzt doch schon das Anodenblech in der Röhre gegenüber

1) Eine wichtige Anwendung bilden die später besprochenen Mehrfachverstärker. Vgl. Seite 106 Fig. 12.

dem benachbartem Gitter eine dann nicht zu vernachlässigende Kapazität. Hiervon wird später noch die Rede sein. Durch derartige „Rückkopplungen" tritt bei großem $\mathfrak{R}_g$ außerordentlich leicht Selbsterregung ein, die Röhre arbeitet dann überhaupt nicht mehr als Verstärker, sondern als Sender, der einen eigenen Wechselstrom ganz unabhängig von äußeren E.M.K. erzeugt. Aus diesen Gründen sind sehr große Wechselwiderstände $\mathfrak{R}_g$ gefährlich, wenn nicht unmöglich[1].

Neben dem Wechselstrom sind aber auch die Gleichstromverhältnisse zu betrachten. Ein völlig abgetrenntes Gitter lädt sich durch die aus dem Heizdraht herausfliegenden Elektronen von selbst negativ auf, und zwar auf -1 bis -2 Volt je nach der Isolation, der Anodenspannung und der Röhrenkonstruktion, also gerade auf eine zweckmäßige Spannung. Das ist aber nur bei sehr gutem Vakuum in der Röhre und bei sehr guter Isolation der Fall.[2] Außerdem besteht die Gefahr von Kriechströmen von seiten der meist hohen, positiven Anodenspannung, deren Leitung meist der Gitterleitung benachbart liegt. Schließlich ist oft, z. B. bei lichtelektrischen Zellen, hinter der Wechselspannung $\mathfrak{E}_u$ (Fig. 6) auch noch eine Gleichspannung tätig, die dem Gitter einen Gleichstrom zuführt. Dann muß für eine Ableitung des Gitters durch einen hohen Ohmschen Widerstand oder eine Drosselspule gesorgt werden. Dadurch wird aber auch der wirksame Wechselwiderstand $\mathfrak{R}_b$ herabgesetzt. Denn ein Ohmscher Widerstand hat nur Zweck, wenn er kleiner als die Isolation ist. Eine Drosselspule ist aber besonders für höhere Frequenzen gar nicht sehr hochohmig herzustellen, da bei zu hoher Windunsgzahl die unvermeidliche Spulenkapazität einen Nebenschluß bildet, der den Wechselstrom durchläßt. Man arbeitet am besten mit Resonanz. Das Nähere ist beim Eingangstransformator besprochen, bei dem die Verhältnisse ebenso liegen.[3]

b) Eingangstransformator. Im allgemeinen ist der innere Widerstand $\mathfrak{R}_u$ der zu verstärkenden Stromquelle nicht so außerordentlich groß, daß man nicht die Spannung durch Hinauftransformieren noch steigern könnte. Dies kommt auf eine Anpassung von $\mathfrak{R}_u$ an den fast unendlich großen Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ hinaus (Fig. 7a). Man sollte zunächst annehmen, daß es beim Transformator nur auf

1) Bei manchen Verstärkern wird $\mathfrak{R}_g$ durch eine unzureichende negative Gittervorspannung ($-$ 0,5 Volt) absichtlich vermindert. Steigert man letztere, so setzt sofort Selbsterregung ein. Vgl. auch S. 109.

2) Dies wird in einer späteren Arbeit „Der Gitterstrom" behandelt werden.

3) Vgl. auch den Abschnit „Mehrfachverstärker".

eine möglichst hohe sekundäre Windungszahl ankomme. Praktisch findet man aber bald eine Grenze, über die hinaus keine Steigerung. sondern eine Verminderung der Spannung eintritt. Der Grund dafür ist die Kapazität der Wicklung. Der Transformator muß nicht nur das Gitter aufladen, sondern auch einen Teil seiner Sekundärwicklung selbst. Diese wirkt wie eine an seinen Sekundärklemmen liegende Kapazität C, wie sie in Fig. 7a punktiert eingezeichnet ist. Diese kommt zunächst mit der Induktivität der Wicklung in Resonanz und ruft dann eine Spannungserhöhung hervor. Bei noch mehr Windungen wird aber die Resonanz überschritten und die Spannung fällt immer weiter ab. In der Hochfrequenztechnik sind diese Eigenschwingungen von Spulen (Drude, Seibt) ja ganz bekannt, sie treten aber genau so bei Niederfrequenz auf, nur bei sehr viel höheren Windungszahlen. und sind ja auch bei Funkeninduktoren schon früher beobachtet worden.

Man kann sich die hier eintretenden Erscheinungen am besten durch eine Ersatzschaltung (Fig. 7b) veranschaulichen, bei der die

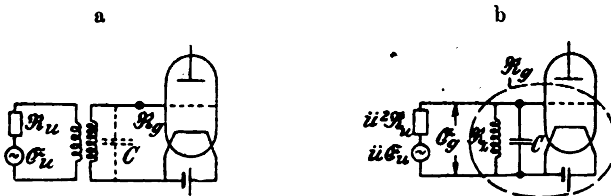


Fig. 7.

Größen des Primärkreises auf den Sekundärkreis reduziert sind. Dazu ist die E.M.K. $\mathfrak{E}_u$ mit dem Übersetzungsverhältnis $ü$, ihr innerer Widerstand $\mathfrak{R}_u$ mit dessen Quadrat multipliziert in Rechnung zu setzen. Der äußere Widerstand $\mathfrak{R}_g$, auf den die E.M.K. arbeitet. besteht dann in der „leerlaufenden“ Sekundärwicklung, die wir uns als Drosselspule $\mathfrak{R}_L$ mit parallel dazu liegender Spulenkapazität C denken müssen und dem parallel dazu liegenden Gitter der Röhre. Die Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$. das ist die Spannung über $\mathfrak{R}_g$. ist dann

$$\mathfrak{E}_g = ü\,\mathfrak{E}_u \frac{\mathfrak{R}_g}{ü^2\,\mathfrak{R}_u + \mathfrak{R}_g}$$

Sie wird ein Maximum, nämlich gleich $\frac{ü\,\mathfrak{E}_u}{2}$ für ein solches Übersetzungsverhältnis, daß $ü^2\,\mathfrak{R}_u = \mathfrak{R}_g$ ist. also. wie zu erwarten, wieder

bei Gleichheit des inneren und äußeren Widerstandes. $\mathfrak{R}_g$ ist von der Frequenz abhängig und wird im Resonanzfalle, wenn die Sekundärwicklung (nebst anhängender Röhre) in ihrer Eigenschwingung erregt wird, ein Maximum. Es sind dieselben Vorgänge, wie sie beim Anodenkreis im Anschluß an Figg. 2a und 2b ausführlich besprochen wurden. Hier sei daher nur noch die experimentelle Bestätigung dieser Theorie erwähnt.

Daß bei Eingangstransformatoren für Tonfrequenz tatsächlich genau dieselben Erscheinungen eintreten, ist besonders durch umfangreiche Messungen von K. Mühlbrett nachgewiesen worden.[1]) Der wirksame Widerstand der leerlaufenden, unbelasteten Eingangstransformatoren wurde auf der Primärseite nach verschiedenen Methoden gemessen und ergab in Abhängigkeit von der Frequenz in der Tat genau die in Fig. 2b gezeichnete, normale Resonanzkurve, wie die in Fig. 8 wiedergegebenen Kurven zeigen.

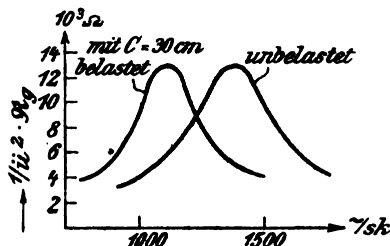


Fig. 8.

Das log. Dekrement d lag bei den untersuchten Typen für Tonfrequenz in der Gegend von 0,6, die Resonanzfrequenz meist über 1000. Sekundär zugeschaltete Kondensatoren bewirkten nur eine Verschiebung der Kurve zu tieferen Frequenzen (Fig. 8), entsprechend der Thomsonschen Formel. Daraus berechnet sich die ohne Zusatzkondensator allein wirksame Spulenkapazität zu im Durchschnitt 80 cm. Allein durch verschiedene Polung der Wick-

1) Nach meinen ersten Versuchen an Eingangstransformatoren für Tonfrequenz (Februar 1917), die die Resonanzwirkung und die Größe der Spulenkapazität ergaben, hat Herr Mühlbrett später auf meine Anregung diese Messungen weitergeführt. Er wird im Archiv für Elektrotechnik darüber berichten.

Ähnliche, sehr exakte Versuche an einem Meßtransformator für ein Elektrometer für die Frequenz 50 beschreibt Gewecke: Archiv für Elektrotechnik 8, S. 203, 1919. Die theoretischen Voraussetzungen sind bei ihm noch besser erfüllt.

lungen ergaben sich bei demselben Transformator Unterschiede in der Resonanzfrequenz von 40%, in der wirksamen Kapazität also von 100%, von 1 zu 2. Das rührt von den Endkapazitäten her, die hier mit hineinspielen. Eine primär zugeschaltete Kapazität wirkte übrigens genau so wie eine sekundär zugeschaltete, nur im Quadrat des Übersetzungsverhältnisses kleinere. Bei sehr kleinem $\mathfrak{R}_u$ war die für die Verstärkung maßgebende Sekundärspannung $\mathfrak{E}_g$ stets gleich $\ddot{u}\,\mathfrak{E}_u$, d. h. gleich der E.M.K. mal dem Übersetzungsverhältnis, das gleich dem Verhältnis der Windungszahlen war. Nur bei stärkerer Belastung trat ein durch die Ohmschen Widerstände bedingter geringer Spannungsabfall ein. Eine Resonanzerscheinung war dann nicht vorhanden. Diese trat aber um so mehr hervor, je größer $\mathfrak{R}_u$ gemacht wurde, und sobald $\ddot{u}^2\,\mathfrak{R}_u$ groß gegen $\mathfrak{R}_g$ würde, beschrieb die Sekundärspannung, wenn bei konstanter E.M.K. die Frequenz geändert wurde, genau dieselbe Resonanzkurve wie der Widerstand $\mathfrak{R}_g$. Das sind gerade die im Anschluß an Fig. 2 bezügliche des Verhältnisses R_i zu $\mathfrak{R}_a$ beschriebenen Erscheinungen.

Der kapazitive Widerstand $1/\omega\, C$ ist für die Frequenz 1000 bei $C = 80$ cm gleich $2 \cdot 10^6$ Ohm, der Resonanzwiderstand $\frac{\pi}{d}$ mal so groß, also bei $d = 0{,}6$ rund 10 Megohm. Ein Nebenschluß durch einen Ohmschen Widerstand von gleicher Größe muß also den wirksamen Widerstand $\mathfrak{R}_g$ auf die Hälfte herabdrücken. Auch das wurde durch

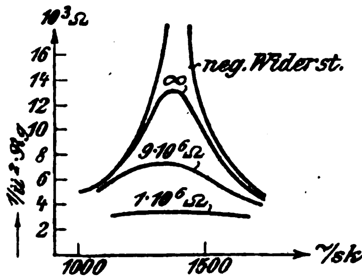


Fig. 9.

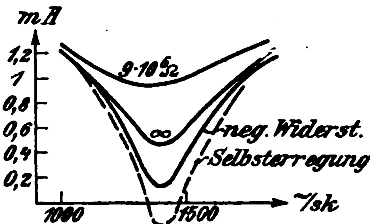


Fig. 10.

die Messungen bestätigt. (Fig. 9.) Eine Belastung mit 1 Megohm zerstörte die Resonanzwirkung fast ganz. Will man also die volle Spannungserhöhung durch Resonanz ausnutzen, so muß die Isolation sehr gut, groß gegen 10 Megohm sein.

Man kann die Energiezufuhr durch Rückkopplung oder schlechtes

Vakuum als Belastung mit einem negativen Widerstand in Rechnung setzen. Dieser vermindert den normalen positiven Widerstand, erhöht also die Resonanzschärfe. Auch das hat der Versuch bestätigt. (Fig. 9). Ist der negative Widerstand ebenso groß wie der positive, so wird der Resonanzwiderstand unendlich, und bei noch kleinerem negativen Widerstand tritt Selbsterregung ein. — Physikalisch noch anschaulicher ist es, mit der Stromstärke zu rechnen, die dem Transformator primär zugeführt werden muß, um sekundär eine bestimmte Spannung, z. B. 1 Volt zu erzeugen. Dieser Strom wird im Resonanzfall ein Minimum, wie Fig. 10 zeigt. Es sind einfach die reziproken Widerstandskurven aus Fig. 9.[1]) Bei Belastung mit einem positiven Widerstand sank das Minimum nicht so weit herunter, da ja der Belastungsstrom hinzukommt. Bei Belastung mit einem negativen Widerstand näherte sich dagegen die Kurve je nach dessen Größe mehr oder weniger der Nullinie. Wird diese erreicht, so ist überhaupt keine Stromzufuhr mehr erforderlich. Eine einmal erregte Resonanzschwingung erhält sich selber, klingt unendlich langsam ab. Man hört dann im Verstärker bei jedem Anstoß ein langes Nachhalten. Wird bei noch stärkerer Rückkoppelung die Nullinie unterschritten, erregt sich die Resonanzschwingung von selbst, auch ohne äußeren Anstoß. — Auch das wurde alles experimentell bestätigt gefunden.

c) Einfluß der Kapazität zwischen Gitter und Anode. Bei großem $\mathfrak{R}_g$ ist stets auch die Kapazität C_{ga} des Gitters gegen die Anode zu berücksichtigen. Sie bildet eine „Rückkopplung", eine Rückwirkung des verstärkten Stromes im Anodenkreise auf den unverstärkten Strom im Gitterkreise. Die allgemeine Theorie dieser Rückkopplungen soll später behandelt werden. Es sei hier nur kurz die Wirkung der Kapazität C_{ga} abgeleitet. (Sie ist im folgenden einfach mit C bezeichnet.) Ihr entspricht ein Ladestrom, der sich nach den Wechselstromgesetzen aus der Gleichung berechnet:

$$\mathfrak{J}_c \cdot \frac{1}{j\,\omega\,C} = \mathfrak{E}_g - \mathfrak{E}_a = \mathfrak{E}_g\left[1 + \frac{1}{D(1 + R_i/\mathfrak{R}_a)}\right]$$

Denn der Ladestrom ist von der „Klemmenspannung" an der Kapazität, also von der Differenz der Gitter- und Anodenspannung abhängig; die Wechselspannung an der Anode hängt aber wieder von der Gitterspannung und dem Wechselwiderstande $\mathfrak{R}_a$ im Anodenstromkreise ab nach der Gleichung:

1) Von Mühlbrett (l. c.) wurden meist die Stromkurven, Fig. 10, experimentell ermittelt und daraus erst die Widerstandskurven, Fig. 9, berechnet.

$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{E}_g \frac{1}{D(1 + R_i/\mathfrak{R}_a)}$$

(Vgl. Teil I, Seite 40.) So ist also der Ladestrom auch allein aus der Gitterspannung berechenbar und man kann das Verhältnis beider:

$$\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{J}_c} = \mathfrak{R}_c = \frac{1}{j\,\omega\,C} \frac{1}{1 + \frac{1}{D(1 + R_i/\mathfrak{R}_a)}} = \frac{1}{j\,\omega\,C} \frac{D(1 + R_i/\mathfrak{R}_a)}{D(1 + R_i/\mathfrak{R}_a) + 1}$$

als den gleichwertigen Widerstand auffassen, der, zwischen Gitter und Heizdraht eingeschaltet, denselben Ladestrom bedingen würde.

Ist $\mathfrak{R}_a$ klein gegen R_i, ist also die Anode praktisch widerstandslos mit dem Heizdraht verbunden, so wird einfach $\mathfrak{R}_c = 1/j\,\omega\,C$. Das war vorauszusehen, weil dann ja praktisch die Kapazität C auch zwischen Gitter und Heizdraht liegt.

Ist dagegen $\mathfrak{R}_a$ groß gegen R_i, so wird

$$\mathfrak{R}_c = \frac{D}{1 + D} \cdot \frac{1}{j\,\omega\,C}$$

die wirksame Kapazität also $1 + 1/D$, für $D = 5\,\% = 1/20$ z. B. 21 mal so groß! Das kommt daher, daß dann auch die Anodenspannung $1/D$ mal so groß wie die Gitterspannung wird und durch Influenz entsprechend stärkere Ladungen auf dem Gitter hervorruft. Ist $\mathfrak{R}_a = R_i$, ist die wirksame Kapazität nur etwa halb so stark, $1/2\,D$ mal, vergrößert.

Eine reine Kapazitätswirkung kommt aber nur zustande, wenn $\mathfrak{R}_a$ rein reell ist. Im anderen Falle ist die Anodenspannung nicht mehr in Phase mit der Gitterspannung und damit der Ladestrom nicht mehr um 90^0 verschoben. Als gleichwertiger Widerstand ist eine Kapazität mit einer merklichen Ableitung, mit einem parallel liegenden Ohmschen Widerstande in Rechnung zu setzen. Der Einfachheit halber sei die Rechnung nur für den Fall durchgeführt, daß der Anodenwiderstand entweder rein induktiv ($\mathfrak{R}_a = j\,\omega\,L$) oder rein kapazitiv ($\mathfrak{R}_a = 1/j\,\omega\,C$) ist. Sein absoluter Betrag sei $1/n$ mal so groß, als R_i, so daß das Verhältnis $R_i/\mathfrak{R}_a$ im induktiven Falle gleich $n/j = -j\,n$, im kapazitiven Falle gleich $+j\,n$ wird. Will man durch die Zerlegung in den imaginären und reellen Teil eine Kapazität mit parallel liegendem Widerstand erhalten, muß man mit dem Leitwert $\mathfrak{G}_c$, dem reziproken Widerstand, rechnen.[1]) Man erhält dann im induktiven Fall:

1) Ich habe früher die Rechnung als Widerstand durchgeführt. Man erhält dann eine gleichwertige Kapazität mit vorgeschaltetem Widerstand.

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_c} = \mathfrak{G}_c = j\,\omega\,C\left[1 + \frac{1}{D(1 - j\,n)}\right] = j\,\omega\,C\,\frac{D(1 + n^2) + 1}{D(1 + n^2)} - \omega\,C\,\frac{n}{D(1 + n)}$$

Für $n = 1$, d. h. $\mathfrak{R}_a = j\,R_i$ erhält man

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_c} = \mathfrak{G}_c = j\,\omega\,C \cdot \frac{2D + 1}{2D} - \omega\,C\,\frac{1}{2D}$$

Das erste, imaginäre Glied stellt die wirksame Kapazität, das zweite, reelle, die Ableitung dar. Bei kleinem D ist das zweite Glied ebenso groß wie das erste. Die Ableitung läßt dann ebenso viel Strom durch, wie die Kapazität selbst. Der gleichwertige Widerstand $\mathfrak{R}_c'$ besitzt eine Phasenverschiebung von 45°. Das war zu erwarten, da bei $\mathfrak{R}_a = j\,R_i$ auch die Anodenspannung $\mathfrak{E}_a$ um 45° gegen $\mathfrak{E}_g$ verschoben ist. — Im kapazitiven Falle ist überall $+ n$ statt $- n$ zu setzen. Dadurch ändert sich weiter nichts als das Vorzeichen des zweiten Gliedes.

Bei kapazitivem $\mathfrak{R}_a$ erhält man also eine positive Ableitung, die Energie verbraucht, dämpfend wirkt, bei induktivem $\mathfrak{R}_a$ wirkt die Anodenkapazität C_{ga} dagegen wie eine Kapazität mit einer negativen Ableitung, die die Dämpfung vermindert, eine gleich große positive Ableitung in ihrer Wirkung aufhebt. Ist die negative Ableitung größer als die ganze übrige vorhandene positive, so tritt Selbsterregung ein, es entstehen ganz ohne äußere Veranlassung von selbst Wechselströme, der Verstärker „pfeift" und ist nicht zu gebrauchen.[1])

Die tatsächlich eintretenden Erscheinungen werden dadurch etwas unübersichtlich, daß alle Wechselwiderstände in Amplitude und Phase von der Frequenz abhängen. Ist z. B. $\mathfrak{R}_a$ eine Spule mit parallel geschalteter Kapazität oder auch mit eigener Wicklungskapazität, so ist $\mathfrak{R}_a$ für Frequenzen tiefer als die Resonanzfrequenz induktiv, für höhere Frequenzen dagegen kapazitiv. Tiefere Frequenzen werden daher angeregt, höhere dagegen gedämpft. Will man eine Selbsterregung sicher vermeiden, muß man die Resonanzlage von $\mathfrak{R}_a$ so tief wählen, daß die Schwingungen, die entstehen wollen und deren Frequenz im wesentlichen durch die Resonanzlage von $\mathfrak{R}_g$ bestimmt wird, eine höhere Frequenz besitzen, d. h. man muß $\mathfrak{R}_a$ eine tiefere Abstimmung geben, als $\mathfrak{R}_g$.[2]) — Alles dieses wurde auch experimentell bestätigt, worüber in einer späteren Arbeit berichtet werden soll.

1) Auf einer derartigen Selbsterregung durch die Kapazität C_{ga} beruhen geradezu gewisse Senderschaltungen für Hochfrequenzströme.

2) Man hat (wohl ohne Kenntnis von dieser Theorie) gelegentlich sogenannte „Störbefreiungskondensatoren" parallel zum Ausgangstransformator (R_a) geschaltet, um die Selbsterregung zu unterdrücken.

Man beachte, daß die Kapazität C_{ga} nicht nur durch die in der Röhre befindlichen Elektroden gebildet wird, sondern auch durch die ganzen mit ihnen verbundenen Leiterteile, soweit wie diese dieselbe Spannung führen, also auch durch die Anschlußklemmen und Zuleitungen außerhalb der Röhre.[1]) Längere, benachbarte Zuleitungen zu Gitter und Anode erhöhen die sonst sehr kleine Kapazität ganz wesentlich. Man beobachtet oft, daß bei einer ganz geringen Hin- und Herbewegung dieser Zuleitungen die Selbsterregung einsetzt und wieder aussetzt. Dasselbe kann sogar schon durch Nähern und Entfernen der Hand bewirkt werden, weil ja durch Nähern fremder Leiter die (Teil-)Kapazität zwischen zwei Leitern geändert wird.

Normaler Weise ist $\mathfrak{R}_a$ von derselben Größe wie R_i. Dann ist die durch C_{ga} bedingte wirksame Kapazität, die $\mathfrak{R}_g$ herabdrückt, rund $1/2\,D$ mal so groß wie C_{ga}, z. B. für $D = 7\,^0/_0$ und $C_{ga} = 10$ cm 70 cm groß. Eine so große Kapazität muß man sich also zwischen Gitter und Heizdraht eingeschaltet denken. Die Eigenfrequenz des Eingangstransformators wird dadurch stark herabgedrückt und es erklärt sich dadurch die oben erwähnte, wohl durch Probieren gefundene Tatsache, daß der leer laufende, nicht mit einer Röhre belastete Transformator zweckmäßig höher als die zu verstärkende Frequenz abgestimmt wird. Diese eigenartige Wirkung von C_{ga} läßt sich auch experimentell leicht zeigen. Belastet man einen Transformator mit einer Röhre, deren Anode direkt mit der Batterie verbunden ist, so ändert sich dadurch sein Verhalten gegenüber Leerlauf gar nicht, natürlich vorausgesetzt, daß der von der Elektronenentladung herrührende Gitterstrom der Röhre null ist. Sobald man aber einen sehr hohen Widerstand $\mathfrak{R}_a$ in die Anodenseite einschaltet, wirkt dieselbe Röhre so, als ob der Transformator durch sie mit einer großen Kapazität belastet würde.[2])

4. Der Verstärkungsgrad.

a) Güte der Schaltung. Entsprechend dem Wirkungsgrad bei Maschinen sollte man folgerichtig das Verhältnis der sekundär erzeugten, verstärkten Leistung N_v zu der primär zugeführten, unverstärkten Leistung N_u als Verstärkungsgrad bezeichnen. Man rechnet

1) Eine Doppelgitterröhre mit Schutznetz zwischen Gitter und Anode setzt daher zwar die Kapazität in der Röhre stark herab, aber nicht die der Zuleitungen. Da bei ihr der Durchgriff D klein ist, gibt sie bei großen $\mathfrak{R}_a$ besonders starke „Rückkopplung".

2) Vgl. K. Mühlbrett l. c.

aber in der Schwachstromtechnik weniger mit Leistungen als mit Spannungen und Strömen und pflegt daher die Wurzel

$$W = \sqrt{\frac{N_v}{N_u}}$$

als den Verstärkungsgrad schlechthin oder die lineare Verstärkung zu bezeichnen.

Will man untersuchen, welchen Anteil die Röhre und welchen die Schaltung zur Verstärkung beiträgt, so entsteht die Schwierigkeit, daß man von der Verstärkung der Röhre allein nicht sprechen kann, wenn, wie üblich, das Gitter so stark negativ vorgespannt ist, daß es keinen Strom, also auch keine Leistung verbraucht. Die Verstärkung würde unendlich groß werden. Als Maß für die Brauchbarkeit der Röhre kann daher nur ihre „Güte"

$$G_r = \frac{4\,N_{a\,max}}{\mathfrak{E}_{g\,eff}^2} = \frac{S}{D} \quad \text{(vgl. Teil I, Seite 41)}$$

dienen, die gleich der vierfachen, von der Röhre auf der Anodenseite maximal abgebbaren Wechselstromleistung $N_{a\,max}$ in Watt ist, wenn dem Gitter eine Wechselspannung $\mathfrak{E}_{g\,eff}$ von 1 Volt zugeführt wird. Aufgabe der Schaltung ist es dann, mit der gegebenen, sehr kleinen unverstärkten Leistung N_u eine möglichst hohe Wechselspannung $\mathfrak{E}_g$ am Gitter zu erzeugen. Neben der Güte der Röhre G_r kommt also noch die „Güte der Schaltung" G_s[1]) in Betracht für die entsprechend zu setzen ist

$$G_s = \frac{\mathfrak{E}_{g\,eff}^2}{N_u}$$

Es muß auch hier das Quadrat der Spannung stehen, da die doppelte Spannung den vierfachen Leistungsaufwand erfordert. — Beachtet man noch, daß wir das Verhältnis der auf der Anodenseite tatsächlich abgegebene zu der maximal möglichen Leistung $N_v/N_{a\,max}$ als Wirkungsgrad des Anodenstromkreises η_a bezeichnet haben (vgl. Abschnitt 2b), so erhalten wir für den Verstärkungsgrad

$$W = \sqrt{\frac{N_v}{N_u}} = \frac{1}{2}\sqrt{G_s \cdot G_r \cdot \eta_a}$$

Wenn, wie wir gesehen haben, das Gitter nebst den damit ver-

---

1) Da die unverstärkte Leistung im allgemeinen dem Gitter durch einen Transformator zugeführt wird, habe ich früher von der „Güte des Transformators" G_t gesprochen.

bundenen Leitungen einen bestimmten wirksamen Widerstand $\mathfrak{R}_g$ besitzt, so ist mit der Aufrechterhaltung der Spannung $\mathfrak{E}_g$ auch ein bestimmter Stromverbrauch $\mathfrak{J}_g = \mathfrak{E}_g / \mathfrak{R}_g$ und somit auch ein bestimmter Leistungsverbrauch N_g [1])

$$N_g = \mathfrak{E}_{g\,\mathrm{eff}} \cdot \mathfrak{J}_{g\,\mathrm{eff}} = \frac{\mathfrak{E}_{g\,\mathrm{eff}}^2}{\mathfrak{R}_g} \approx N_u$$

verbunden. Dieser ist also von der zu verstärkenden Stromquelle zu leisten, d. h. er ist im wesentlichen nichts anderes als die unverstärkte Leistung N_u selbst, die aus den Gitterkreis zur Erzeugung der Spannung $\mathfrak{E}_g$ abgegeben wird. Daraus folgt aber:

$$G_s = \frac{\mathfrak{E}_{g\,\mathrm{eff}}^2}{N_u} \approx \frac{\mathfrak{E}_{g\,\mathrm{eff}}^2}{N_g} = \mathfrak{R}_g$$

d. h. die „Güte der Schaltung" ist im wesentlichen gleich dem wirksamen Widerstand in Ohm, den das Gitter nebst der mit ihm verbundenen Schaltung gegen den Heizdraht besitzt. Es ist der Widerstand, den man nach Abschalten der zu verstärkenden Stromquelle aber bei sonstiger normaler Betriebsbereitschaft des Verstärkers zwischen Gitter- und Heizdrahtklemme durch eine Messung z. B. in der Weatstoneschen Brücke wirklich feststellen kann.

Streng genommen ist bei einem Eingangstransformator zwischen N_g und N_u ein kleiner Unterschied. Sie wären nur gleich, wenn die Transformatorverluste bei Erregung auf der Sekundärseite (N_g) ebenso groß wären wie bei Erregung auf der Primärseite (N_u), beide bezogen auf dieselbe Sekundärspannung $\mathfrak{E}_g$. Das Verhältnis beider sei als der „Wirkungsgrad des Gittertransformators" η_g bezeichnet:

$$\eta_g = \frac{N_g}{N_u}, \text{ also } G_s = \mathfrak{R}_g \cdot \eta_g$$

Wenn bei einem im wesentlichen nur durch seine eigene Spulenkapazität belasteten Transformator von einem „Wirkungsgrad" im normalen Sinn auch nicht gesprochen werden kann, so ist das so definierte η_g doch in nahezu gleicher Weise von den Eisen- und Kupferverlusten sowie von der richtigen Anpassung der Widerstände abhängig, wie der normale Wirkungsgrad bei einem normalen Transformator der

1) Der Einfachheit wegen ist von einer Phasenverschiebung abgesehen, die Leistung also gleich der Volt-Amperezahl gesetzt. Auf diese kommt es praktisch meist auch mehr an, wenigstens, wenn eine Phasenkompensation durch Resonanzschaltung nicht angewandt werden soll. Bei Anwendung dieser hat man aber keine Phasenverschiebung.

gleichen Type. Vollkommene Strenge läßt sich wegen der verteilten Spulenkapazität überhaupt nicht erreichen, würde auch praktisch das Verständnis der Vorgänge mehr verwirren, als erhöhen.

Für den linearen Verstärkungsgrad erhalten wir hiernach

$$W = \frac{1}{2}\sqrt{G_s \cdot G_r \cdot \eta_a} = \frac{1}{2}\sqrt{\eta_g \cdot \eta_a}\sqrt{\mathfrak{R}_g} \cdot \sqrt{S/D}$$

Die Größe der erreichbaren Verstärkung ist also abgesehen von der richtigen Anpassung und den sonstigen Verlusten etwa verwandter Transformatoren auf der Eingangs- und der Ausgangsseite $(\eta_g \cdot \eta_a)$ nur noch von der Güte der Röhre $(G_r = S/D)$ und davon abhängig, wie hoch man den wirksamen Gitterwiderstand $(\mathfrak{R}_g)$ treiben kann.

b) Größenverhältnisse. Bei Eingitterröhren läßt sich die Güte der Röhre $G_r = S/D$ kaum über 10^{-3} Watt/Volt² steigern. (Vgl. Teil I, Seite 41.) Nimmt man für das Produkt $\eta_g \cdot \eta_a$ den Wert von 40 % an, so erhält man als Verstärkungsgrad

$$W = \frac{1}{2}\sqrt{0{,}4 \cdot 10^{-3} \cdot \mathfrak{R}_g} = \sqrt{\frac{\mathfrak{R}_g}{10\,000}} \cdot \qquad (\mathfrak{R}_g \text{ in Ohm})$$

Der wirksame Gitterwiderstand muß also über 10 000 Ohm groß sein, wenn man mit Eingitterröhren überhaupt eine Verstärkung erhalten will. Bei 100 000 Ohm erhält man erst eine 3,2-fache, bei 1 Megohm eine 10-fache, bei 10 Megohm eine 32 fache Verstärkung.

Bei Doppelgitterröhren ist die Güte der Röhre etwa 10 mal so groß. Man erhält also schon bei 10 mal kleinerem $\mathfrak{R}_g$ dieselbe Verstärkung, oder bei gleichem $\mathfrak{R}_g$ eine 3,2 mal größere Verstärkung.

Bei Verstärkern für Tonfrequenz beträgt die wirksame Spulenkapazität des Eingangstransformators, wie angegeben, etwa 80 cm. Das ergibt ohne Resonanz einen wirksamen Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g = 1/\omega C = 2$ Megohm. Durch Resonanz mit der Spuleninduktivität läßt sich $\mathfrak{R}_g$ auf etwa 10 Megohm steigern, aber nur für ein enges Frequenzbereich.[1]) Das ergibt bei Eingitterröhren eine 14- bis 32 fache Verstärkung. Das ist in der Tat die Größe, die hier bei guten Verstärkern erreicht wird.

Transformatoren für Niederfrequenz haben etwa die gleiche Kapazität. Der von Gewecke (l. c.) beschriebene Meßtransformator

1) Aus den Betrachtungen Schottkys im Archiv für Elektrotechnik VIII, Seite 6, folgt, daß er eine Güte der Schaltung $G_s = 4 \cdot 10^6$ Ohm als normal ansieht.

hatte auch 80 cm. Dem entspricht aber bei der Frequenz 50 ein 20 mal größerer Blindwiderstand, $1/\omega C = 40$ Megohm. Gewecke fand, daß im Resonanzfall bei 1 Volt primär nur ein Strom von 0,05 mA erforderlich war, um sekundär 70 Volt zu erzeugen. Das ergibt eine Güte der Schaltung

$$G_s = \frac{\mathfrak{E}_{g\,eff}^2}{N_u} = \frac{70^2}{1 \cdot 0{,}05 \cdot 10^{-3}} = 10^8 \text{ Ohm}$$

Es wäre einschließlich der Transformatorverluste primär nur eine Leistung von 10^{-8} Watt erforderlich gewesen, um sekundär eine Spannung von 1 Volt aufrecht zu erhalten. Mit diesem Transformator wäre also mit einer Eingitterröhre schon eine 100 fache Verstärkung möglich, freilich nur bei bester Isolation. Abgesehen von der hohen Windungszahl, die die Transformatoren erhalten müssen (bei Gewecke 150 000!), machen daher Niederfrequenzverstärker weniger Schwierigkeiten.

Bei Hochfrequenz entstehen dagegen mit wachsender Frequenz immer größere Schwierigkeiten. Wenn sich auch die Spulenkapazität durch geeignetes Bewickeln auf wenige Zentimeter herunterdrücken läßt, so wird doch infolge der unvermeidlichen Zuleitungen die wirksame Gitterkapazität kaum unter 10 cm heruntergehen. Das ergibt aber

bei $\lambda =$	20000	10000	2000	1000	600	300	100 m
einen Blindwiderstand $1/\omega C =$	10^6	500000	100000	50000	30000	15000	5000 Ohm

Unter 600 m Wellenlänge läßt sich daher mit Eingitterröhren ohne Resonanzabstimmung überhaupt keine Verstärkung mehr herstellen! — Die Resonanz kann bei Hochfrequenz leicht ziemlich scharf gemacht werden. $d = 0{,}1$ läßt sich leicht erreichen. Dadurch wird der wirksame Gitterwiderstand $\frac{\pi}{d} = 31{,}4$ mal so groß, die Verstärkung also fast 6 mal höher. Eine Schwierigkeit besteht dabei nur darin, daß bei so scharfer Resonanz auch nur ein ganz enger Frequenzbereich gut verstärkt wird, so daß man im allgemeinen eine besondere Abstimmung während des Betriebes vornehmen muß, was meist nicht erwünscht ist. Sie ist auch nicht so einfach herzustellen, weil die Abstimmmittel die Kapazität von 10 cm nicht wesentlich erhöhen dürfen.

Da die Kapazität der Anode gegen Erde (den Heizdraht) auch kaum unter 10 cm herabgedrückt werden kann, entsteht, wie die obige Tabelle zeigt, für kurze Wellen bei großem R_i der Röhre (= 100 000 Ohm) auch die Schwierigkeit, den äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_a$ im Anodenkreise

hinreichend groß zu machen. Man wird auch dort schließlich mit Resonanz arbeiten müssen, oder besser Röhren mit Raumladungsgitter und weitem Durchgriff verwenden, für die R_i klein ist. — Es ist freilich zu beachten, daß man mit Rücksicht auf die oben auseinandergesetzte Wirkung der Kapazität C_{ga} zwischen Gitter und Anode zweckmäßig $\mathfrak{R}_a$ etwa 4 mal kleiner macht, als R_i. Das ist nach Tabelle 1 (Seite 83) noch keine ungünstige Anpassung und setzt die wirksame Gitterkapazität von dem $1/D$- auf den $1/5\,D$ fachen Betrag von C_{ga} herab. Röhren mit kleinem D sind unvorteilhaft, weil bei ihnen der von C_{ga} herrührende Betrag der Gitterkapazität sehr groß wird. In gleichem Maße steigt außerdem die Neigung zur Selbsterregung. Um diese zu unterdrücken, muß man im Anodenkreise Drosseln mit sehr vielen Windungen verwenden, die wenig Strom durchlassen. Dann bleibt $\mathfrak{R}_a$ durch die Kapazität der Zuleitungen schon kapazitiv, da diese mehr kapazitiven Strom durchlassen, und Selbsterregung durch C_{ga} kann nicht eintreten.

c) Rückkopplungen. Es wurde schon erwähnt, daß man durch eine Rückkopplung, eine Rückwirkung des verstärkten auf den unverstärkten Strom die zum Hervorbringen einer bestimmten Leistung N_v erforderliche Leistung N_u beliebig weit herabdrücken, die Güte der Schaltung also beliebig steigern kann. Die Rückkopplung wirkt wie ein „negativer Widerstand", der die dämpfende Wirkung eines gleich großen positiven Widerstandes aufhebt. Durch eine regulierbare Rückkopplung kann man daher die Gesamtdämpfung leicht ganz bis auf Null bringen. Der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ wird dann im Resonanzfall unendlich groß, und man kann so eine theoretisch unendlich große Verstärkung herstellen. Praktisch ist aber zu beachten, daß ein Ausgleich des dämpfenden Wirkwiderstandes R nur so lange etwas einbringt, als der Blindwiderstand $wL - 1/wC$ in gleichem Maße ausgeglichen wird, die Resonanz eine hinreichend vollkommene ist. Nun wird durch die Rückkopplung im allgemeinen auch die wirksame Induktivität und Kapazität verändert. Man muß daher neben der veränderlichen Rückkopplung noch fein wirkende Abstimmittel anwenden, um immer genau in Resonanz mit dem zu verstärkenden Strome zu bleiben. Das Optimum wird nur erreicht, wenn beide Einstellungen gleichzeitig richtig getroffen sind; das erfordert eine nicht geringe Geschicklichkeit bei der Bedienung.

Die Einstellung wird dadurch weiter erschwert, daß bei einer geringen Überschreitung der günstigsten Rückkopplung die Ge-

samtdämpfung negativ wird und Selbsterregung einsetzt, durch die der normale Verstärkungsvorgang zerstört wird. Oft bleibt die einmal erzeugte Selbsterregung ziemlich lange bestehen. Man muß dann die Rückkopplung ziemlich weit vermindern, damit sie aufhört. Dreht man dann die Rückkopplung wieder weiter vor, um das Optimum einzustellen, so läuft man Gefahr, daß dann bei irgend einem kräftigen Anstoß die Selbsterregung wieder einsetzt und bestehen bleibt. Da kleine äußere Anstöße immer vorhanden sind, kann man dann das Optimum überhaupt nicht genau einstellen.

Trotz dieser Schwierigkeiten gelingt es bei Hochfrequenz, auf diese Weise mit einer einzigen Eingitterröhre überraschend hohe Verstärkungen herzustellen, freilich nur bei sehr geschickter Einstellung. Derartige nicht so ganz einfach zu bedienende Apparate, Audionempfänger mit Rückkopplung, sind viel in Gebrauch. Der Grund dafür liegt zum Teil wohl darin, daß es, wie besprochen, so schwierig und für kurze Wellen fast unmöglich ist, normale Hochfrequenzverstärker herzustellen, die ohne besondere Abstimmung einen größeren Wellenbereich umfassen.

Bei Nieder-, Ton- und langwelliger Hochfrequenz kann man dagegen selbst bei ganz unscharfer Resonanz den Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ noch leicht über 1 Megohm halten, also eine mehr als 10 fache Verstärkung in einem weiten Frequenzbereich ohne irgendeine Einstellung herstellen. Höhere Verstärkungen sind dann ohne Schwierigkeit durch Mehrfachverstärker zu erreichen. (Vgl. den folgenden Abschnitt.) Man pflegt daher bei Tonfrequenz keine Rückkopplungen anzuwenden, sie im Gegenteil sorgfältig zu vermeiden, da sie bestimmte Frequenzen bevorzugen und leicht zu Selbsterregung Anlaß geben. Änderungen in der Isolation, Auswechslung einer Röhre (besonders bei nicht ganz gutem Vakuum), Änderung der Kapazitäten durch Bewegung der Zuleitungen oder benachbarter Leiter ändern auch die wirksame Rückkopplung; tritt dadurch aber einmal Selbsterregung ein, ist man ohne Einstellvorrichtung dagegen ganz machtlos. — Bei starker Dämpfungsverminderung durch Rückkopplung wäre bei Nieder- und Tonfrequenz auch das lange Nachhallen, das kurz vor der Selbsterregung nicht nur durch die Signalzeichen, sondern auch durch jeden stärkeren Störimpuls erregt wird, sehr lästig.

5. Mehrfachverstärker.

a) Grenze der Verstärkung. Wenn man mit einer Röhre überhaupt eine gewisse Verstärkung erreicht, gibt es ein viel besseres

Mittel, um höhere Verstärkungsgrade zu erreichen: Man leitet den verstärkten Strom einer zweiten Röhre zu, den von dieser verstärkten einer dritten usw. Verstärkt eine Röhre 10 fach, erhält man mit zwei Röhren eine 100 fache, mit drei Röhren eine 1000 fache Verstärkung.[1]) So kann man fast unbegrenzte Verstärkungen erhalten.[2])

Eine praktische Grenze wird einerseits dadurch gebildet, daß die (zum Teil von den Röhren selbst herrührenden) Störungen auch mit verstärkt werden, und dann schließlich eine höhere Verstärkung schwächere Signale nicht besser, sondern meist sogar schlechter hervortreten läßt; andererseits dadurch, daß es immer schwieriger wird, Rückkopplungen, die zur Selbsterregung führen, zu unterdrücken. Selbsterregung kann bei einer Röhre schon sehr leicht eintreten, wenn der Rückkopplungswiderstand gleich dem wirksamen Gitterwiderstand[3]) ist, wenn also z. B. gemäß den oben gemachten Angaben bei Tonfrequenz die Rückkopplungskapazität etwa gleich 50 cm ist. Wird die Spannung, etwa durch 3 weitere Röhren, 1000 fach verstärkt, so genügt eine 1000 mal so kleine Kapazität, d. h. eine solche von $^1/_2$ mm, einer Kugel von 1 mm Durchmesser. Es kann dann also schon ein mit dem Gitter der ersten Röhre verbundenes Leiterstück von der Größe eines Stecknadelknopfes zur Selbsterregung Anlaß geben, wenn es nicht gegen die verstärkte Spannung elektrostatisch abgeschirmt ist! Ein solcher Schutz wird am wirksamsten durch Einschließen mit Leitern erreicht, die selbst keine Wechselspannungen annehmen können, z. B. geerdet sind. Bei hohen Verstärkungsgraden hat man daher nicht nur die Röhren und die Transformatoren mit einem gut geerdeten metallischen Gehäuse umgeben (in Fig. 11 punktiert angedeutet), sondern auch die Leitung vom Transformator zur Röhre in einem geerdeten Bleirohr verlegt (vgl. Fig. 11, erste Röhre).

---

1) Bei Versuchen mit Erdstromtelegraphie mit der Firma Siemens & Halske wurde hinter einen Vierröhrenverstärker, der 10000 fach verstärkte, ein weiterer Verstärker geschaltet, durch den die nach 10000 facher Verstärkung erst eben im Telephon am Ohr hörbaren Zeichen im ganzen Raume hörbar gemacht wurden. Das entspricht mindestens einer nochmaligen 100 fachen Verstärkung. Insgesamt wurde also mindestens eine millionenfache lineare, d. h. eine billionenfache Leistungsverstärkung erreicht! Der Empfang war freilich wegen der mit verstärkten Störungen ohne den zweiten Verstärker klarer und besser.

2) Eine theoretische Grenze ist nach Schottky (Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, S. 71, 1918) dadurch gegeben, daß schließlich die einzelnen herüberfliegenden Elektronen hörbar werden.

3) Näheres soll später ausgeführt werden.

Dadurch wird freilich die wirksame Gitterkapazität vergrößert, die Güte der Schaltung etwas verschlechtert, aber die „Pfeifneigung" wird in viel höherem Maße herabgesetzt. Manchmal tritt trotz eines solchen Schutzes noch Selbsterregung ein infolge der Kapazität der abgehenden (v) gegen die einkommende (u) Leitung. Denn diese nebst den angeschlossenen Apparaten lassen sich nicht immer hinreichend gegeneinander schützen. Es ist dann gut, wenn man die Anschlußapparate möglichst niedrigohmig macht und einpolig erdet. (Vgl. Fig. 11, Leitungen L_u L_v.)

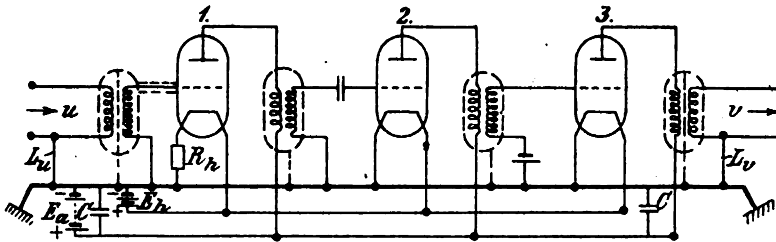


Fig. 11.

Dann können sich höhere Spannungsdifferenzen zwischen ihnen nirgends ausbilden. Induktive Beeinflussungen infolge der bei niedrigohmigen Apparaten stärkeren Ströme sind nicht so gefährlich und lassen sich leichter unschädlich machen.[1]) Auch eine geerdete Metallhülle zwischen der Primär- und der Sekundärwicklung beim Eingangs- und Ausgangstransformator wäre gut (vgl. Fig. 11). So weitgehende Schutzmaßregeln sind aber nur bei sehr hohen Verstärkungen, über 1000 fach, erforderlich.

b) Praktische Ausführung. Man kann für alle Röhren gemeinsam eine Heiz- und eine Anodenbatterie verwenden (Fig. 11 u. 12, E_h und E_a). Es muß nur deren innerer Widerstand so klein sein, daß sie für den Wechselstrom als Kurzschluß gelten können. Sonst bilden die entstehenden Wechselspannungen eine Rückkopplung, die leicht zu Selbsterregung Anlaß gibt. Je nach der Verstärkung sind etwa 100 bis 10 Ohm noch zulässig. Bei Tonfrequenz läßt sich nötigenfalls ein hinreichender Kurzschluß durch einen Kondensator parallel zu E_a (C, C, Fig. 11) herstellen. Bei Hochfrequenz kann der

1) Das zeigt folgende Tatsache: Oft haben Eingangs- und Ausgangstransformatoren mehrere Anschlußstufen zur Anpassung an verschiedene äußere Apparatewiderstände. Man findet dann fast immer, daß bei den hochohmigen Stufen Selbsterregung viel leichter eintritt.

induktive Spannungsabfall der gemeinsamen Zuleitungen schon eine zu berücksichtigende Rückkopplung bilden.

Fig. 11 zeigt die Schaltung eines Dreifachverstärkers mit Zwischentransformatoren. Diese führen den von der einen Röhre verstärkten Strom dem Gitter der folgenden Röhre zu, müssen also die Anpassung des inneren Widerstandes R_i der einen Röhre an den wirksamen Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ der folgenden Röhre herstellen. Sie arbeiten als Gittertransformatoren zweckmäßig mit Spulenresonanz, wie oben besprochen.

Wird, wie bei Röhren mit kleinem Durchgriff oder mit zweitem Schutzgitter, der innere Widerstand R_i sehr groß, oder, wie bei Hochfrequenz der wirksame Gitterwiderstand $\mathfrak{R}_g$ ziemlich klein, so ist nahezu

Fig. 12.

schon $R_i = \mathfrak{R}_g$. Ein Transformator zwischen 2 Röhren bringt dann keine Vorteile mehr. Fig. 12 zeigt eine solche transformatorlose Schaltung. Der Anodengleichstrom fließt durch eine Drosselspule (Dr, nach der ersten Röhre) oder einen Ohmschen Widerstand (R_1, nach der zweiten Röhre) ab. In letzterem Falle ist im allgemeinen der Ohmsche Spannungsabfall durch eine entsprechende Erhöhung der Anodenbatterie E_a auszugleichen. Die Drosselspule arbeitet zweckmäßig mit Spulenresonanz, da sie dann den größten Wechselwiderstand besitzt. Sie ist dann genau so zu dimensionieren, wie die Sekundärwicklung der Zwischentransformatoren. Die Wechselspannung wird dem Gitter der folgenden Röhre durch einen kleinen Kondensator C (200 cm) zugeführt, der nur groß gegen die Röhrenkapazität sein muß. Die Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$ ist dann gleich der Anodenspannung $\mathfrak{E}_a$ der vorhergehenden Röhre. Der Verstärkungsgrad einer Röhre ist unmittelbar das Verhältnis der Spannungen vor und hinter einer Röhre. Dies ist aber

$$\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = W = \frac{1}{D(1 + R_i/\mathfrak{R}_a)} = \frac{1}{D + 1/S\,\mathfrak{R}_a} \quad \text{(vgl. Teil I, Seite 40)}$$

Unter $\mathfrak{R}_a$ ist hierbei der gesamte Wechselwiderstand zwischen der Verbindungsleitung Anode—Gitter und Erde (Heizdraht) zu verstehen. Es ist daher $\mathfrak{R}_a$ identisch mit dem $\mathfrak{R}_g$ der folgenden Röhre. So lange $\mathfrak{R}_a$ groß gegen $R_i = 1/SD$ bleibt, wird $W = 1/D$. Für $D = 7\,\%$ erhält man dann z. B. eine 14fache Verstärkung. Röhren mit kleinem Durchgriff D, insbesondere also auch Doppelgitterröhren mit Schutzgitter, sind für diese Schaltung besonders geeignet. Eine Verkleinerung von D bringt freilich nichts mehr, sobald $R_i = 1/SD$ groß gegen $\mathfrak{R}_a$ wird, was freilich bei Hochfrequenz sehr bald eintritt. Dann sind umgekehrt Doppelgitterröhren mit Raumladungsgitter günstiger, für die S größer ist. Ganz allgemein wird bei gegebener Güte der Röhre $Gr = S/O$ der Verstärkungsgrad W ein Maximum, wenn $D = 1/G\,\mathfrak{R}_a$, also wieder $R_i = \mathfrak{R}_a$ wird.

Die kleine negative Vorspannung, die das Gitter haben muß, kann man durch einen Widerstand R_h (in Fig. 11 und 12 bei der ersten Röhre) in der negativen Heizstromleitung herstellen. Denn dann wird das negative Ende des Heizdrahtes um den Spannungsabfall $J_h\,R_h$ positiver als das Gitter. Das bedingt freilich einen unnützen Energieverbrauch und eine entsprechend höhere Heizspannung. Trotzdem ist dies die meist übliche Schaltung wohl besonders deshalb, weil sich durch Wahl von R_h leicht jede gewünschte Spannung einstellen läßt. Man kann aber auch nur einen Kondensator in die Gitterleitung legen (in Fig. 11 und 12 bei der zweiten Röhre[1]). Wie besprochen, lädt sich das so abgetrennte Gitter dann von selbst schwach negativ auf, freilich nur bei Röhren mit sehr gutem Vakuum und bei sehr guter Isolation. Besonders muß bei der Schaltung nach Fig. 12 der Kondensator C hervorragend gut isolieren (großes R_c, punktiert eingezeichnet), damit er die hohe Anodenspannung gar nicht durchläßt. Das ist freilich nur nötig, wenn der Wechselwiderstand $\mathfrak{R}_a \cong \mathfrak{R}_g$ sonst hoch gehalten werden kann. Ist dies, wie bei Hochfrequenz wegen des kapazitiven Nebenschlusses gar nicht möglich, so braucht auch der Elektronenstrom J_g zum Gitter in der Röhre nicht vollkommen Null zu werden. Die Theorie ergibt[2]), daß ein solcher Strom bei Röhren mit gutem Vakuum so wirkt, wie ein Leck durch einen Widerstand von der Größe

$$R_g = \frac{1}{4\,J_g}\ \text{Ohm.} \quad (J_g \text{ in Ampere.})$$

1) Bei einem amerikanischen Verstärker war die Mitte der Sekundärwicklung des Gittertransformators einfach unterbrochen. Die gegenseitige Kapazität der beiden Wicklungshälften ersetzte den Kondensator.

2) Näheres folgt im Abschnitt „Der Gitterstrom".

Darf z. B. R_g 100 000 Ohm groß werden, weil $\mathfrak{R}_g$ wesentlich kleiner ist, so darf also J_g 1/400 000 Amp. groß werden. Bei einer Anodenspannung von 100 Volt ist das bei einem Isolationswiderstand $R_c = 100 \cdot 400\,000 = 40$ Megohm der Fall[1]). Vielfach hat man sogar einen wirklichen Widerstand von dieser Größe parallel zum Kondensator geschaltet, um unabhängig von dem sonst ganz unbestimmten Isolationszustand zu sein, besonders aber, weil sonst eine durch eine Überspannung erzeugte starke negative Ladung des Gitters bei hoher Isolation nur ganz langsam abfließen kann, und die Röhre während dieser Zeit unwirksam ist.

Eine dritte Möglichkeit, die negative Gittervorspannung zu erzeugen, besteht in dem Einschalten einer besonderen Hilfsspannung (ganz kleines Trockenelement, Fig. 11 und 12, bei der dritten Röhre). Bei der transformatorlosen Schaltung (Fig. 12) ist mit dieser in Reihe ein Widerstand R_2 (oder auch eine Drosselspule) zu legen, der groß gegen $\mathfrak{R}_g$ sein muß. Der Spannungsabfall in diesem kann dann freilich die Gittervorspannung merklich verschieben[2]).

c) Besondere Eigenschaften. Die Schaltung mit Transformatoren (Fig. 11) verstärkt für Tonfrequenz wegen der Resonanzeigenschaften der Sekundärwicklungen nur etwa einen Bereich von 1 bis 2 Oktaven (1 : 2 bis 1 : 4), und auch in diesem Bereich werden je nach der Resonanzschärfe von $\mathfrak{R}_a$ und dem Verhältnis von $\mathfrak{R}_a$ zu R_i (vgl. die Ausführungen zu Fig. 2a und b) gewisse Frequenzen mehr oder weniger stark bevorzugt. Das ist im allgemeinen ein Nachteil, besonders für die Verstärkung von Fernsprechströmen. Man kann ihn zum Teil dadurch ausgleichen, daß man die Transformatoren verschieden abstimmt, und zwar wird man dann zweckmäßig die folgenden Transformatoren immer tiefer abstimmen als die vorhergehenden, um die Rückkopplung und die Gefahr der Selbsterregung durch die Kapazität C_{ga} (vgl. 3, c) zu verhindern. Die verschiedene Abstimmung kann schon durch verschiedene Polung gleicher Transformatoren erreicht werden (vgl. 3, b). Man kann oft das „Pfeifen“ eines Verstärkers durch bloßes Umpolen eines Transformators beseitigen. Dadurch werden freilich auch alle sonst etwa noch bestehenden Rückkopplungen, soweit sie über den Transformator laufen, d. h. zwischen Leitungen vor und

1) Ist, wie bei Tonfrequenz, $\mathfrak{R}_g$ gleich oder größer als 1 Megohm, so mus R_g 10 Megohm sein und R_c über 4000 Megohm! Man sieht, wie hier Isolationsfragen eine noch größere Rolle spielen, als bei der Schaltung mit Transformatoren.

2) Näheres folgt im Abschnitt „Der Gitterstrom“.

hinter dem Transformator bestehen, umgepolt, von einer positiven, die Dämpfung vermindernden in eine negative, die Dämpfung vergrößernde verwandelt oder umgekehrt und zwar unter gleichzeitiger Änderung der Eigenfrequenz. Bei hohen Verstärkungsgraden wird man besonders darauf zu achten haben, daß eine kapazitive Rückkopplung zwischen den ungeschützten, nicht geerdeten Leitungen u und v zu den Apparaten negativ ausfällt. Das ist freilich leichter gesagt als getan. Denn die Ströme haben für Frequenzen über und unter einer Resonanz fast 180^0 Phasenverschiebung. Wird daher durch das Umpolen auch ein bestehender Pfeifton unterdrückt, so kann dadurch gerade ein anderer mit einer anderen Eigenfrequenz angeregt werden. — Um die Resonanzeigenschaften der Transformatoren radikal zu zerstören, kann man sie sekundär mit einem Widerstand von etwa 1 Megohm belasten (vgl. Fig. 9). Das geschieht am einfachsten dadurch, daß man dem Gitter eine zu geringe negative Vorspannung gibt, so daß der Elektronenstrom zum Gitter J_g nicht ganz Null wird. Durch geringe Änderungen der Spannung läßt sich so ein wirksamer Belastungswiderstand R_g von beliebiger Größe einstellen.[1]) Bei 1 Megohm erhält man, wie angegeben, mit normalen Eingitterröhren immer noch eine 10 fache Verstärkung, und zwar gleichmäßig für einen weiten Frequenzbereich; Selbsterregung ist dann kaum noch zu befürchten. — Man findet oft Verstärker, die eine hinreichende negative Vorspannung des Gitters nicht aushalten, dabei sofort zu pfeifen anfangen. Man hat daher wohl schon oft mehr oder weniger unbewußt von diesem Mittel Gebrauch gemacht.

Die Schaltung ohne Zwischentransformatoren ist bei Verwendung von Drosselspulen Dr (Fig. 12) im Anodenstromkreise eigentlich nur eine Abart der mit Transformatoren. Kann man doch die Drosselspule auffassen als einen Spartransformator mit dem Übersetzungsverhältnis 1 : 1. Hohe Verstärkungen sind auch hier nur mit großem Widerstand $\mathfrak{R}_g \cong \mathfrak{R}_a$ zu erreichen, und es treten dann bei der Drossel wegen der Spulenkapazität genau dieselben Resonanzerscheinungen auf, wie beim Transformator. Alles oben gesagte gilt also auch hier. Theoretisch gibt die Transformatorschaltung immer ein wenig höhere Werte, da sie eine vollkommene Anpassung $ü^2 R_i = \mathfrak{R}_a$ ermöglicht. Nur bei $R_i = \mathfrak{R}_a$ sollten beide gleichwertig sein. Hierbei ist aber die Spulenkapazität

1) Näheres folgt im Abschnitt „Der Gitterstrom". — Nach der im vorigen Abschnitt angegebenen Regel ist $R_g = 1$ Megohm für $J_g = 2{,}5 \cdot 10^{-7}$ A. So geringe Gitterströme bilden also schon eine beträchtliche Belastung.

der Primärwicklung vernachlässigt. Bei Hochfrequenz ist diese aber ausschlaggebend; der Transformator ist dann als eine Koppelung zweier Schwingungskreise aufzufassen. Die günstigsten Verhältnisse sind bei Resonanz vorhanden, wenn also beide Spulen gleiche Eigenschwingung, d. h. im wesentlichen gleiche Windungszahlen haben. Dann ist aber das Übersetzungsverhältnis 1 : 1, die Drosselspule also dem Transformator theoretisch gleichwertig und praktisch einfacher. Während also für Tonfrequenzen die Transformatorschaltung etwas günstiger ist, wird man für Hochfrequenz der transformatorlosen Schaltung den Vorzug geben. Die bei dieser Schaltung größeren Isolationsschwierigkeiten (vgl. oben) fallen bei Hochfrequenz nicht so ins Gewicht, da alle wirksamen Wechselwiderstände wegen der unvermeidlichen kapazitiven Nebenschlüsse an sich schon kleiner sind.

Die Verwendung von Widerständen (R_1, Fig. 12) im Anodenstromkreise an Stelle der Drosselspulen *Dr* hat den Vorteil, daß der Verstärker dadurch keine Resonanzeigenschaften erhält, also die allertiefsten Frequenzen (Telegraphierzeichen) ebenso gut verstärkt, wie die höchsten bis zu der Grenze, wo die kapazitiven Nebenschlüsse und dadurch bedingte Rückkopplungen wirksam werden. Selbsterregung kann auch hier eintreten, besonders von ganz kurzwelliger Hochfrequenz, bei der die Induktivität der Zuleitungen schon eine Rolle spielt. — Hohe Verstärkungen bedingen auch hier hohe Widerstände. 1 Megohm ist, wie angegeben, bei Eingitterröhren für eine 10fache Verstärkung etwa erforderlich. Das macht aber wegen des Gleichstromspannungsabfalls Schwierigkeiten. Die Steilheit der Charakteristik beginnt erst bei etwa 0,2 mA groß zu werden. So groß muß also der Anodengleichstrom etwa gehalten werden. Bei 1 Megohm bedingeu 0,2 mA aber einen Spannungsabfall von 200 Volt. Um diesen Betrag muß also die Anodenbatterie gegenüber einer Schaltung mit praktisch widerstandslosen Drosselspulen erhöht werden! Ist der innere Widerstand $\mathfrak{R}_u$ der zu verstärkenden Stromquelle nicht außergewöhnlich groß, braucht man doch einen Eingangstransformator, der wieder Resonanzeigenschaften mit sich bringt. Die Schwierigkeit der Verstärkung von Telegraphenzeichen beruht besonders darauf, daß ein Eingangstransformator für Frequenzen von etwa 1/sk eine ungeheure Windungszahl und gewaltige Dimensionen annehmen würde. Ohne Transformator erhält man aber bei einem inneren Widerstand $\mathfrak{R}_u$ der Leitung von 1000 Ohm und einem Gitterwiderstand von nur 1 Megohm gemäß Tabelle 1 eine 15,8 mal geringere Verstärkung als für den Fall der günstigsten Anpassung. Man braucht dann mindestens eine Röhre mehr, um die gleiche Verstärkung zu er-

halten, zumal auch am Ausgang selten die günstigste Anpassung zu erreichen sein wird.

Zusammenfassung.

1. Die Leistungsabgabe auf der Anodenseite ist am größten, wenn der Apparatewiderstand gleich dem inneren Widerstand R_i der Röhre ist. Es genügt aber Gleichheit in der Größenordnung. Abweichungen im Verhältnis 1:4 oder 4:1 ergeben erst eine eben merkliche Schwächung (25 % linear).

2. Läßt sich der Apparatewiderstand selbst nicht erhöhen, kann eine Vergrößerung seines wirksamen Widerstandes durch Zwischenschalten eines Transformators oder bei induktivem Apparatewiderstand durch Parallelschalten eines auf Resonanz abgestimmten Kondensators oder durch beide Mittel erzielt werden.

3. Die Leistungszufuhr auf der Gitterseite ist durch die Größe des „wirksamen Gitterwiderstandes" bedingt. Bei hinreichend negativer Vorspannung ist diese nur durch die Kapazität oder die Isolation begrenzt.

4. Je höher der wirksame Gitterwiderstand, desto größer ist der Einfluß von Störungen, und zwar einerseits von vagabundierenden fremden Spannungen, andererseits von seiten des verstärkten Stromes selbst. Letzteres führt zur Selbsterregung, „Pfeifen".

5. Der Eingangstransformator muß den inneren Widerstand der zu verstärkenden Stromquelle an den hohen Gitterwiderstand anpassen. Seine sekundäre Windungszahl ist durch die Spulenkapazität begrenzt. Diese wirkt wie ein parallel zum Gitter liegender Kondensator und setzt den wirksamen Gitterwiderstand herab. Man arbeitet am besten mit Resonanz. (Vgl. 2.)

6. Die teils in der Röhre, teils in den Zuleitungen liegende Kapazität zwischen Gitter und Anode stellt eine nicht zu vernachlässigende Rückkopplung dar. Je nach der Größe und Phase des im Anodenkreise liegenden Widerstandes kann sie einerseits wie eine beträchtliche Gitterkapazität wirken, die den Gitterwiderstand herabsetzt, andererseits wie eine negative Ableitung, die die Dämpfung vermindert und schließlich Selbsterregung veranlaßt. Diese Selbsterregung kann nicht eintreten, wenn der Widerstand im Anodenkreise kapazitiv ist, wenn man ihm z. B. eine tiefere Abstimmung gibt, als dem wirksamen Gitterwiderstande.

7. Der Verstärkungsgrad ist (abgesehen von dem Wirkungsgrad des Ausgangstransformators) gleich $^1/_2$ mal dem geometrischen Mittel aus der „Güte der Röhre" (vgl. Teil I) und der „Güte der Schaltung".

8. Die Güte der Schaltung ist (abgesehen von dem Wirkungsgrad des Eingangstransformators) identisch mit dem wirksamen Gitterwiderstand.

9. Ein wirksamer Gitterwiderstand von 1 Megohm ergibt mit Einfachgitterröhren etwa eine 10 fache, mit Doppelgitterröhren eine 32 fache Verstärkung. Bei Nieder- und Tonfrequenz läßt sich der Gitterwiderstand auf etwa 10 Megohm steigern; dem entspricht eine 3,2 mal höhere Verstärkung. Bei Hochfrequenz macht es wegen des geringen kapazitiven Widerstandes besonders bei kurzen Wellen Schwierigkeiten, überhaupt eine Verstärkung zu erreichen. Doppelgitterröhren mit Raumladungsgitter sind hier am günstigsten.

10. Durch eine einstellbare Rückkopplung und gleichzeitige scharfe Resonanzabstimmung läßt sich der wirksame Gitterwiderstand und damit die Verstärkung sehr hoch treiben. Doch ist dazu eine geübte Bedienung erforderlich. Praktisch wird man dies Mittel daher nur bei Hochfrequenz verwenden, wo man sonst schwer auskommt. (Vgl. 9.)

11. Bei Nieder- und Tonfrequenz sowie langwelliger Hochfrequenz erreicht man beliebig hohe Verstärkungen einfacher durch mehrere hintereinander geschaltete, normale Verstärker. Diese lassen sich leicht zu einem handlichen, keinerlei Bedienung erfordernden Apparat zusammenbauen.

12. Eine Grenze der Verstärkung ist dann nur durch die mit verstärkten Störungen gegeben, die eine höhere Verstärkung schließlich praktisch wertlos machen. Auch ist bei sehr hohen Verstärkungen, über 1000 fach, die Selbsterregung nur mit einiger Schwierigkeit zu unterdrücken.

(Fortsetzung folgt.)

Historische Bemerkung.

Seit der Veröffentlichung des ersten Teiles[1]) ist ein Jahr verflossen, und die Bearbeitung der weiteren Teile wird sich auch noch länger hinausziehen. Die Herausgabe der schon gedruckten Teile I (51 Seiten) und II (23 Seiten) der Dienstschrift in Buchform hat sich leider auch nicht ermöglichen lassen, der erweiterte und umgearbeitete Neudruck wird daher erst später erscheinen.

Inzwischen sind in den verschiedenen Zeitschriften eine große Reihe ähnlicher Arbeiten erschienen, die natürlich zum Teil schon meine Ergebnisse und Begriffsbildungen benutzen, da ich während des

1) Dieses Jahrbuch Bd. 14, Heft 1, S. 27—47.

Krieges durch Vorträge und Verbreitung hektographierter Auszüge nach Kräften bemüht war, bei den zahlreichen Interessenten Verständnis für die inneren Vorgänge und die wunderbar einfachen Gesetze, auf denen sie beruhen, zu erwecken. Andererseits möchte ich aber ausdrücklich hervorheben, daß ich erst 1917 Gelegenheit hatte, mich eingehend mit diesem Problem zu beschäftigen, und daher in vielen Punkten keine Priorität beanspruchen kann. — Der Plan zu dieser Untersuchung war freilich schon lange vor dem Kriege gefaßt, da mich schon meine Doktorarbeit[1]) 1907 auf das Problem des Entstehens und der Verstärkung von Wechselströmen geführt hatte. Ich hatte dazu auch schon aus Amerika einige Röhren und Verstärker bezogen, da es mir in Deutschland nicht gelang, außer einer alten Liebenröhre etwas zu erhalten. Der Ausbruch des Krieges stellte mich dann zunächst vor andere Aufgaben. Erst im Januar 1917 wurde ich auf meinen Wunsch von der Inspektion des Torpedowesens mit der Untersuchung der Röhrenfragen und der Abfassung einer Dienstschrift darüber beauftragt.

Es gab damals schon sehr gut durchgebildete Verstärker (besonders von Siemens & Halske), sowie Sender und Empfänger (besonders von Telefunken), deren Ausführung einen hohen Stand in der wissenschaftlichen Erkenntnis verriet. Leider ließ sich aber mit der erstgenannten Firma ein wissenschaftlicher Meinungsaustausch nicht ermöglichen. Die hier wiedergegebenen Verstärkerfragen mußten daher von Grund aus von mir selbständig entwickelt werden. Nach den inzwischen erfolgten Veröffentlichungen[2]) und weiteren privaten Mitteilungen gebührt aber unstreitig Schottky das Verdienst, als erster das große Gebiet der Verstärkerfragen weitgehend durchforscht und darüber hinaus die gefundenen Ergebnisse auch praktisch zur mustergültigen Ausbildung neuer Apparate angewandt zu haben. Auch Meissner und Rukop haben ihre Untersuchungen schon längere Zeit vor mir begonnen.

Wenn ich trotzdem jetzt noch in dieser und den folgenden Arbeiten über meine Ergebnisse berichte, so glaube ich dazu berechtigt zu sein, weil ich vielfach die Dinge von einer anderen Seite betrachtet

---

1) „Das Problem der Schwingungserzeugung." Göttingen 1907. Verlag von S. Hirzel, Leipzig.

2) W. Schottky, Über Hochvakuumverstärker, I., II. und III. Teil. Archiv für Elektrotechnik, Bd. VIII, 1919. A. Meißner, Über Röhrensender; H. Rukop, Die Hochvakuum-Eingitterröhre; dieses Jahrb. 1919 und andere.

habe, und ich oft die Prägung eines neuen, anschaulichen Begriffes für wertvoller halte als eine mathematische Ableitung. Aus diesem Grunde kann ich z. B. die Ansicht Schottkys[1]) nicht teilen, der statt meiner Bezeichnung R_i für den „inneren Widerstand der Röhre" den reziproken Wert β_b, die „Anodenabhängigkeit des Anodenstromes", beibehalten möchte, nur aus Rücksicht auf die gleiche mathematische Definition mit der „Gitterabhängigkeit des Anodenstromes" β_v (= „Steilheit" S). — Da sich eine Priorität in einzelnen Gedankengängen in den seltensten Fällen wird feststellen lassen, schon weil sich die Begriffe meist erst allmählich klären und oft erst bei der letzten Ausarbeitung ihre endgültige Form erhalten, habe ich geglaubt, mich mit dieser allgemeinen Bemerkung begnügen zu dürfen, und einzelne Hinweise auf ähnliche Ausführungen in anderen inzwischen veröffentlichten Arbeiten im allgemeinen unterlassen.

Dresden, Institut für Schwachstromtechnik, Ostern 1920.

1) III. Teil, S. 328 l. c.

Über die Anwendung der Austin-Cohenschen Formel zur Lösung einiger wichtiger Probleme in der Technik des radiotelegraphischen Verkehrs.[1])

(Frei übersetzt nach Léon Bouthillon; Révue gén. de l'Électr. T. III, Nr. 12, S. 419—425, 1918.)

In Ermangelung einer Formel für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen auf der Erdoberfläche, die sowohl mit der Erfahrung übereinstimmt wie auch theoretisch genügend begründet ist, wird häufig, besonders in Amerika, die empirische Formel von Austin-Cohen angewandt und mit ihrer Hilfe die Ermittelung der notwendigen Größen bei der Aufstellung eines Projektes für radiotelegraphische Verbindungen vorgenommen.

Diese Formel gibt die Stromstärke in der Antenne des Empfängers als Funktion der charakteristischen Größen dieser Antenne und der Antenne des Senders, ferner der Wellenlänge und der Entfernung der Stationen und lautet

$$J_{r\,\mathrm{eff.}} = \frac{120\pi}{R_r + S_s\omega^2} \cdot \frac{l_r l_s}{\lambda \cdot r} \cdot J_{s\,\mathrm{eff.}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}} \cdot e^{-0{,}0015\frac{r}{\sqrt{\lambda}}} \qquad (1)$$

1) Die Veröffentlichung dieses im Satz schon längere Zeit vorliegenden Aufsatzes hatte sich durch äußere Gründe verspätet.

Dabei bedeuten:

J_r, J_s = die Effektivströme an der Antennenbasis des Empfängers und des Senders, gemessen in Amperes;

l_r, l_s = die wirksamen Höhen der Antennen des Empfängers und des Senders in Kilometern;

δ_r = Dämpfungsdekrement der Eigenschwingungen der Empfangsantenne (Detektor inbegriffen);

δ_s = Dämpfungsdekrement der emittierten Wellen;

R_r = Widerstand der Empfangsantenne (Detektor inbegriffen) in Ohm;

$S_r \omega^2$ = Strahlungswiderstand der Empfangsantenne, in Ohm;

λ = Wellenlänge der Schwingungen, in Kilometern;

r = Entfernung von Sende- und Empfangsstation, in Kilometern.

Die Formel gilt für Wellenausbreitung über Meer während des Tages; sie wurde namentlich durch L. W. Austin experimentell geprüft, und zwar für eine Wellenlänge von 4000 m bis auf eine Entfernung von 4000 km. Nach neueren Versuchen von L. W. Austin soll sie auch für Entfernungen bis zu 7000 km und Wellenlängen von der Größenordnung 10 000 m die mittlere, am Tage aufgenommene Intensität richtig darstellen.

Die Austinsche Formel unterscheidet sich nur durch das Exponentialglied von der nachstehenden, die man auf theoretischem Wege erhält, wenn man die Erde als eben und vollkommen leitend und die Atmosphäre als vollkommenes Dielektrikum voraussetzt:

$$J'_{r\,\text{eff.}} = \frac{120\pi}{R_r + S_r\omega^2} \cdot \frac{l_r l_s}{\lambda r} \cdot J_{s\,\text{eff.}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}} \tag{2}$$

Die beiden Ausdrücke (1) und (2) haben den Nachteil, daß sie nicht homogen sind. Es rührt dies davon her, daß ein Faktor von der Dimension einer Geschwindigkeit in der Formel schon implizit enthalten ist und daß man überdies nicht entsprechende Einheiten verwendet (Stromstärken in Amperes, Widerstände in Ohm, Längen in Kilometern). In einander entsprechenden Einheiten schreibt sich Gleichung (2) in Wirklichkeit

$$J'_{r\,\text{eff.}} = 4\pi \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{R_r + S_r\omega^2} \cdot \frac{l_r l_s}{\lambda \cdot r} \cdot J_{r\,\text{eff.}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}}$$

wo μ und ε magnetische Permeabilität und Dielektrizitätskonstante der Atmosphäre bedeuten, oder auch

$$J'_{r\,\text{eff.}} = 4\pi c \frac{1}{R_r + S_r \omega^2} \cdot \frac{l_r l_s}{\lambda r} \cdot J_{s\,\text{eff.}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}}$$

wobei c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen in Luft ist (300 000 km/sec).

Die Formel (1) leidet ferner vom theoretischen Standpunkt aus an dem Mangel, daß der Exponent von e von der Form $\frac{c}{\sqrt{\lambda}}$ ist, und daß daher der Zahlenfaktor dieses Exponenten sich ändert, wenn man zu anderen Längeneinheiten übergeht. Es ist leicht, diesen Exponenten auf die Dimension Null zu bringen, indem man schreibt

$$K \frac{r}{\sqrt{a\lambda}} = K \sqrt{\frac{a}{\lambda}} \cdot \theta = 0.0015 \frac{r}{\sqrt{\lambda}}$$

Es ist hier als Größe a der Erdradius ($a = 6366$ km) eingeführt worden und als θ der Winkel zwischen den Erdradien nach der Sende- und Empfangsstation. Der neue dimensionslose Faktor K bestimmt sich gemäß obiger Gleichung zu

$$K = 0.038$$

und die Formeln (1) und (2) lauten nun:

$$J_{r\,\text{eff.}} = 4\pi c \frac{1}{R_r + S_r \omega^2} \cdot \frac{l_r l_s}{\lambda r} \cdot J_{s\,\text{eff.}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}} e^{-0.038 \frac{r}{\sqrt{a\lambda}}} \qquad (1')$$

$$J'_{r\,\text{eff.}} = 4\pi c \frac{1}{R_r + S_r \omega^2} \cdot \frac{l_r l_s}{\lambda r} \cdot J_{s\,\text{eff.}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}} \qquad (2')$$

Diese Formeln ändern sich nun nicht, wenn man von einem System einander entsprechender Einheiten zu einem anderen System entsprechender Einheiten übergeht.

Definiert man den radiotelegraphischen Wirkungsgrad durch das Verhältnis der mittleren Energie W_r, die beim Empfang nutzbar ist,

$$W_r = R_r' J^2_{r\,\text{eff.}}$$

(R_r' = Detektorwiderstand), zu der mittleren Energie W_s, die der Sendeantenne zugeführt wird,

$$W_s = (R_s + S_s\,\omega^2)\,J^2{}_{s\,\text{eff.}}$$

so hat man als Ausdrücke für den Wirkungsgrad in den beiden betrachteten Fällen:

$$\eta = \frac{R_r'}{R_s + S_s\omega^2} \cdot 16\,\pi^2 c^2 l_s^2 \frac{l_r^2}{(R_r + S_r\,\omega^2)^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2 r^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}\, e^{-2\times 0{,}038 \frac{r}{\sqrt{a\,\lambda}}} \qquad (3)$$

beziehungsweise

$$\eta' = \frac{R_r'}{R_s + S_s\,\omega^2} \cdot 16\,\pi^2 c\, l_s^2 \frac{l_r^2}{(R_r + S_r\,\omega^2)^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2 r^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}} \qquad (4)$$

I. **Aufgaben.** — Die Formeln (1′) und (3) gestatten eine Reihe von Fragen zu lösen, die für die Praxis der Radiotelegraphie von Interesse sind.

1. Bestimmung der charakteristischen Größen der Sende- und Empfangsstation. — Man bestimme die charakteristischen Größen des Senders und des Empfängers, wenn mit gegebener Wellenlänge die Übertragung auf bestimmte Entfernung r stattfinden soll. Man trennt in Gleichung (1′) den Teil, welcher nur von Wellenlänge und Entfernung abhängt, von demjenigen, in dem die charakteristischen Größen der Stationen vorkommen:

$$\frac{1}{4\,\pi\,c}\,\frac{J_r(R_r + S_r\,\omega^2)}{l_r} \cdot \frac{1}{l_s\,J_s}\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}} = \frac{1}{r\,\lambda}\, e^{-0{,}038 \frac{r}{\sqrt{a\,\lambda}}} \qquad (5)$$

und erhält so, wenn man r und λ kennt, eine Bedingungsgleichung zwischen den letzteren.

2. Reichweite. — Man ermittle die Reichweite, wenn die charakteristischen Größen von Emission und Empfang, sowie die Wellenlänge gegeben sind. Zu diesem Zwecke ist die transzendente Gleichung (1′) nach r aufzulösen, was insbesondere durch ein graphisches Verfahren geschehen kann; es soll dies weiter unten erläutert werden.

3. Wellenlänge und Wirkungsgrad. — Es seien die Konstanten von Sende- und Empfangsstation gegeben und man finde für jede Entfernung diejenige Wellenlänge, welcher der beste Wirkungsgrad entspricht.

a) Dieses Problem wurde bisher im allgemeinen nur für den, übrigens häufigen, Fall behandelt, wo bei der Emission der Strahlungswiderstand klein ist im Verhältnis zu den Widerständen, und wo beim Empfang der Detektorwiderstand groß ist gegenüber den übrigen Widerständen und dem Strahlungswiderstand. In diesem Fall ist

$$R_s + S_s \omega^2 \text{ merklich gleich } R_s$$

$$R_r' \text{ und } R_r + S_r \omega^2 \text{ merklich gleich } R_r$$

und der Ausdruck (3) für den Wirkungsgrad wird

$$\eta = 16\,\pi^2 c^2 \frac{l_r^2\, l_s^2}{R_r\, R_s} \cdot \frac{1}{\lambda^2 r^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}\, e^{-2 \times 0.038 \frac{r}{\sqrt{a\,\lambda}}}$$

Für die günstigste Wellenlänge gilt

$$\frac{d\,\eta}{d\,\lambda} = 0$$

woraus man erhält

$$(a\,\lambda)^{\frac{1}{2}} = \frac{0.038}{2}\, r \tag{6}$$

oder in Kilometern

$$\lambda = \left(\frac{0.0015}{2}\, r\right)^2 \tag{7}$$

Jeder Distanz r entspricht also eine beste Wellenlänge, die mit dem Quadrat der Distanz zunimmt. Bei der Annahme ebener und vollkommen leitender Erde wächst dagegen der Wirkungsgrad für jede Entfernung r mit abnehmender Wellenlänge.

b) Wenn, wie im Falle geringer Wellenlängen und hoher Antennen und bei guter Erdung, der Widerstand des Senders gering ist gegen seinen Strahlungswiderstand, während beim Empfänger der Detektorwiderstand groß ist im Verhältnis zum Strahlungswiderstand und den übrigen Widerständen, so hat man

$$R_s + S_s \omega^2 \text{ merklich gleich } S_s \omega^2$$

$$R_r' \text{ und } R_r + S_r \omega^2 \text{ merklich gleich } R_r$$

und die Ausdrücke (3) und (4) des Wirkungsgrades für die wirkliche und die idealisierte Wellenausbreitung werden

$$\eta = 16\,\pi^2 c^3 \frac{l_r^2\, l_s^2}{S_s\, \omega^2 R_r} \cdot \frac{1}{\lambda^2 r^2} J^2_{s\,\text{eff.}} \frac{1}{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}\, e^{-2 \times 0.038 \frac{r}{\sqrt{a\,\lambda}}} .$$

beziehungsweise

$$\eta' = 16\,\pi^2 c^2 \frac{l_r^2\, l_s^2}{S_s\, \omega^2 R_r} \cdot \frac{1}{\lambda^2 r^2} \cdot J^2_{s\,\text{eff.}} \frac{1}{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}$$

oder da

$$S_s \omega^2 = \frac{16}{3} \pi^2 c \frac{l_s^2}{\lambda^2}$$

$$\eta = 3c \frac{l_r^2}{R_r} \cdot \frac{1}{r^2} e^{-2 \times 0.038 \frac{r}{\sqrt{a \lambda}}}$$

beziehungsweise

$$\eta' = 3c \frac{l_r^2}{R_r} \cdot \frac{1}{r^2}$$

In diesem Falle wächst der Wirkungsgrad nach der experimentellen Formel mit zunehmender Wellenlänge, und dies um so stärker,

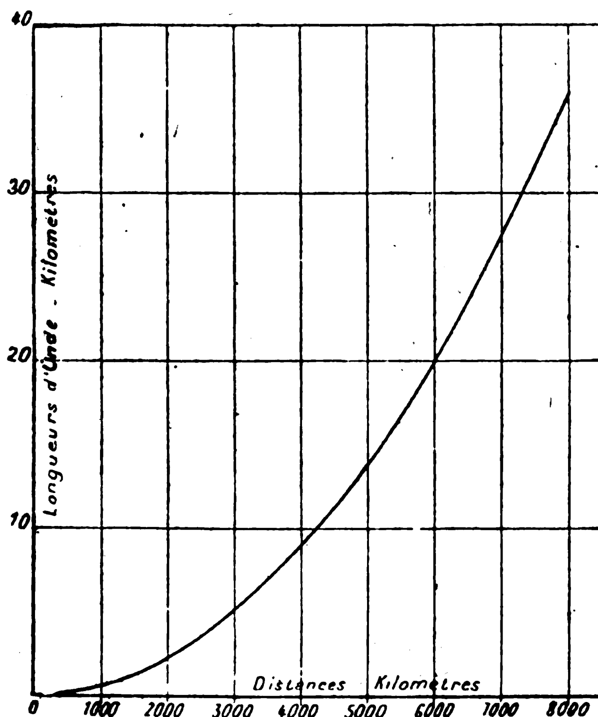


Fig. 1.

je größer die Entfernung r ist, während er bei Wellenausbreitung längs eines ebenen und vollkommen leitenden Bodens in vollständig nichtleitender Atmosphäre unabhängig von der Wellenlänge wäre.

c) Schließlich seien die günstigsten Bedingungen für den Wirkungsgrad angenommen, d. h.

beim Sender: Strahlungswiderstand groß gegen den Widerstand; Wirkungsgrad der Senderantenne merklich gleich 1, also

$$R_s + S_s \omega^2 \text{ merklich gleich } S_s \omega^2$$

und beim Empfänger: Widerstand der Erdung und der Antenne klein im Verhältnis zum Detektorwiderstand; Strahlungswiderstand gleich dem Ohmschen Widerstand (unter letzterer Bedingung wird die dem ankommenden Feld entzogene Energie und die im Detektor verbrauchte Energie im Falle kontinuierlicher Wellen maximal), also

$$R_s = S_r \omega^2$$

$$R_r' \text{ merklich gleich } R_r$$

Man hat dann

$$\eta = \frac{S_r \omega^2}{S_s \omega^2} 16 \pi^2 c^2 l_s^2 \frac{l_r^2}{(2 S_r \omega^2)^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2 r^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}} e^{-2 \times 0.038 \frac{r}{\sqrt{a \lambda}}}$$

$$\eta' = \frac{S_r \omega^2}{S_s \omega^2} 16 \pi^2 c^2 l_s^2 \frac{l_r^2}{(2 S_r \omega^2)^2} \cdot \frac{1}{\lambda^2 r^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}$$

oder, da bekanntlich

$$S_s \omega^2 = \frac{16}{3} \pi^2 c \frac{l_s^2}{\lambda^2}$$

$$S_r \omega^2 = \frac{16}{3} \pi^2 c \frac{l_r}{\lambda^2}$$

$$\eta = \frac{9}{64} \pi^2 \frac{\lambda^2}{r^2} e^{-2 \times 0.038 \frac{r}{\sqrt{a \lambda}}}$$

$$\eta' = \frac{9}{64} \pi^2 \frac{\lambda^2}{r^2}$$

In beiden Fällen nimmt der Wirkungsgrad mit der Wellenlänge zu, aber rascher in dem Fall, wo die empirische Formel der Fortpflanzung der Wellen zugrunde gelegt wird, und zwar um so mehr, je größer die Distanz ist.

II. Graphisches Lösungsverfahren. — Herstellung des Diagramms. — Die Bestimmung der Konstanten der Stationen, wenn Wellenlänge und Entfernung als bekannt vorausgesetzt sind, sowie die Ermittelung der günstigsten Wellenlänge geschehen mittels einfacher Rechenoperationen. Anders dagegen verhält es sich mit der Auflösung der Gleichung (1′) nach r, was die Lösung des Reichweiteproblems ergibt. Man hat sich daher auch schon von verschiedenen Seiten

(H. G. Cordes und J. L. Hogan, L. W. Austin, Tyng M. Libby) bemüht, dies durch ein graphisches Verfahren in möglichst einfacher Weise zu erreichen.

Man kann nun die von allen genannten Autoren angegebenen graphischen Methoden vereinfachen und zugleich auf die Gesamtheit der für die Praxis wichtigen Fälle (kontinuierliche oder gedämpfte Schwingungen) ausdehnen, sie insbesondere zur Lösung der oben gestellten Aufgaben verwenden. Da es sich nun ausschließlich um

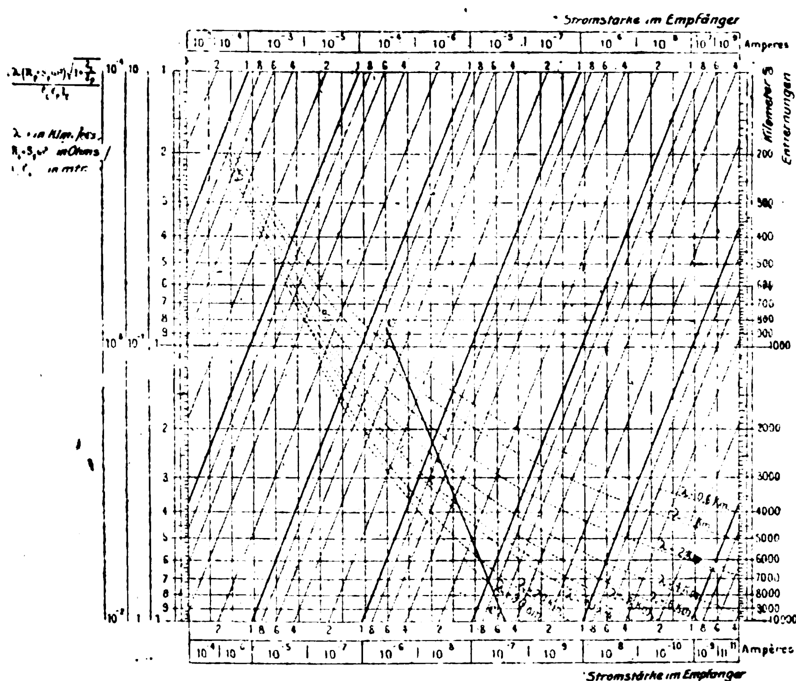


Diagramm zur Berechnung der Reichweiten, der günstigsten Wellenlängen und der Konstantenischen Stationen.

Fig. 2.

numerische Rechnungen handeln wird, wollen wir die Austin-Cohensche Formel in der Form (1) benutzen

$$J_{r\,\text{eff.}} = \frac{120\pi}{R_r + S_r\,\omega^2} \, \frac{l_r\, l_s}{\lambda\, r} \, J_{s\,\text{eff.}} \, \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}} \, e^{-0{,}0015 \frac{r}{\sqrt{\lambda}}}$$

In dieser Formel sind die Stromstärken in Amperes, die Wider-

stände in Ohms und die Längen in Kilometern ausgedrückt. An der Formel ändert sich nichts, wenn man, wie wir es jetzt tun wollen, $J_{s\,\mathrm{eff.}}$ in Amperes, r und λ in Kilometern, l_s und l_r in Metern und $J_{r\,\mathrm{eff.}}$ in Mikroamperes ausdrückt.

Schreiben wir die Gleichung in der Form

$$\frac{J_{r\,\mathrm{eff.}}}{120\pi} \times \frac{\lambda(R_r + S_r\,\omega^2)\sqrt{1+\frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\,l_s\,J_{s\,\mathrm{eff.}}} = \frac{1}{2}\,e^{-0.0015\frac{r}{\sqrt{\lambda}}}$$

und nehmen wir auf beiden Seiten den Logarithmus, so ergibt sich

$$\log\left\{\frac{J_{r\,\mathrm{eff.}}}{120\pi} \times \frac{\lambda(R_r + S_r\,\omega^2)\sqrt{1+\frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\,l_s\,J_{s\,\mathrm{eff.}}}\right\} = -\,0.0015\,\frac{r}{\sqrt{\lambda}}\log e - \log r$$

Wir konstruieren nun für eine Wertereihe der $J_{r\,\mathrm{eff.}}$ die Kurven, die als Abszissen

$$\log\left\{\frac{J_{r\,\mathrm{eff.}}}{120\pi} \times \frac{\lambda(R_r + S_r\,\omega^2)\sqrt{1+\frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\,l_s\,J_{s\,\mathrm{eff.}}}\right\}$$

und als Ordinaten

$$\log\frac{\lambda(R_r + S_r\,\omega^2)\sqrt{1+\frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\,l_s\,J_{s\,\mathrm{eff.}}}$$

besitzen. (Maßstab links am Diagramm Fig. 1.) Diese Kurven sind parallele Gerade A. Die Gerade A, die zu einem Wert $J_{r\,\mathrm{eff.}}$ gehört, entspricht auch zugleich einem Werte $J_{r\,\mathrm{eff.}} \times 10^K$, wenn man die entsprechenden Werte von

$$\frac{\lambda(R_r + S_r\,\omega^2)\sqrt{1+\frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\,l_s\,J_{s\,\mathrm{eff.}}}$$

die man am Ordinatenmaßstab ablesen kann, mit 10^{-K} multipliziert.

Andererseits konstruieren wir in demselben Achsensystem für die verschiedenen Wellenlängen eine Schar von Kurven B, indem wir $\log r$ als Ordinaten und

$$-\frac{0.0015\,r}{\sqrt{\lambda}}\log e - \log r$$

als Abszissen auftragen. (Maßstab für $\log r$ rechts im Diagramm).

Die Geraden A sind gezeichnet für Werte von $J_{r\,\mathrm{eff.}}$ zwischen 10^{-4} und 10^{-11} Amperes, wobei die Werte von

$$\frac{\lambda (R_r + S_r w^2) \sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\, l_s\, J_{s\,\mathrm{eff.}}}$$

zwischen 10^{-2} und 1 liegen. Diese Geraden A können auch für 10^2 mal größere Werte von $J_{r\,\mathrm{eff.}}$ benutzt werden; es liegen aber dann die Werte von

$$\frac{\lambda (R_r + S_r \omega^2) \sqrt{1 + \frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\, l_s\, J_{s\,\mathrm{eff.}}}$$

zwischen 10^{-4} und 10^{-2}. Die Kurven B sind für Werte von λ zwischen 0.6 und 10 km und Entfernungen von 100 bis 10 000 km eingetragen; diejenigen, die zu Wellenlängen von 20 und 30 km gehören, doch nur der Übersicht halber, da die Formel für so große Wellenlängen nicht geprüft ist.

Das in dieser Weise hergestellte Diagramm ist noch durch eine weitere Kurve vervollständigt. Betrachten wir nämlich irgendeine der Kurven B, die

$$\text{als Abszisse } X = -\frac{0.0015\, r}{\sqrt{\lambda}} \log e - \log r \qquad (8)$$
$$\text{und als Ordinate } Y = \log r$$

besitzt. Diese Kurve entspricht einer bestimmten Wellenlänge λ. Es sei r_0 der Wert der Entfernung, für welche diese Wellenlänge die günstigste Wellenlänge ist, und zwar sei der Fall gewählt, wo die Widerstände groß gegen den Strahlungswiderstand sind und der Detektorwiderstand groß gegen die übrigen Widerstände im Empfänger. Dann hat man [vgl. Formel (7)]

$$\lambda = \left(\frac{0.0015\, r_0}{2}\right)^2$$

oder

$$\frac{0.0015\, r_0}{\sqrt{\lambda}} = 2$$

Führt man diesen Wert r_0 in die Gleichungen (8) ein und eliminiert man $\log r_0$ aus denselben, so erhält man

$$-\log e - Y_0 = X_0 ;$$

dabei sind die neuen Werte von X und Y mit X_0 und Y_0 bezeichnet

worden. Der Ort der Punkte $X_0\,Y_0$ ist eine Gerade $C\,C$, die leicht im Diagramm gezeichnet werden kann.

Anwendung. — Diese graphische Darstellung läßt sich nun leicht zur Lösung unserer Aufgaben benutzen.

1. Es sei gegeben die Distanz r, die Wellenlänge λ und der Faktor

$$\frac{\lambda\,(R_r + \dot{S}_r\,\omega^2)\sqrt{1+\frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\,l_s\,J_{s\,\text{eff.}}} = D$$

und man suche den Wert der Stromstärke $J_{r\,\text{eff.}}$ in der Empfangsantenne.

Man ziehe durch denjenigen Punkt im Maßstab der Entfernungen (rechts), der zu r gehört, eine Parallele zur Abszissenachse und bringe sie zum Schnitt mit der Kurve B, die dem gewählten Weıt von λ entspricht. Durch diesen Schnittpunkt legt man eine Gerade parallel zur Ordinatenachse; sie möge die Horizontale, die durch den dem Wert D entsprechenden Punkt des Maßstabes links geht, in einem Punkte P treffen. Durch P geht eine Gerade A, die nun dem gesuchten Werte von $J_{r\,\text{eff.}}$ zugehört. Letzteren selbst ermittelt man leicht aus der Lage des Punktes P zwischen den Geraden A des Diagramms.

2. Sind gegeben die Entfernung r, die Wellenlänge λ und die Stromstärke $J_{r\,\text{eff.}}$ in der Empfangsantenne, so kann man durch ein ganz analoges Verfahren

$$D = \frac{\lambda\,(R_r + S_r\,\omega^2)\sqrt{1+\frac{\delta_s}{\delta_r}}}{l_r\,l_s\,J_{s\,\text{eff.}}}$$

finden.

3. Handelt es sich darum, die Reichweite zu ermitteln, wenn Stromstärke $J_{r\,\text{eff.}}$ in der Empfangsantenne, Wellenlänge λ und obiger Wert D vorgeschrieben sind, so gehe man folgendermaßen vor: Man ziehe durch den Punkt Q im Maßstab links, der dem Werte D entspricht, eine Horizontale. Sie schneidet die zu $J_{r\,\text{eff.}}$ gehörige Gerade A in einem Punkt P. Die Vertikale durch diesen Punkt schneide und treffe die gewählte Kurve B in M. Die Horizontale durch M schneidet den Maßstab der Distanzen in einem Punkte N, der den gesuchten Wert von r ergibt.

4. Man bestimme bei gegebener Distanz r die günstigste Wellenlänge (im Falle, daß die Widerstände groß sind gegen die Strahlungswiderstände, und daß der Detektorwiderstand groß ist gegen die Ver-

lustwiderstände der Empfangsantenne). Man braucht nur durch den Punkt N, der den Wert für r auf dem Distanzenmaßstab angibt, eine Horizontale zu ziehen und diese mit der Geraden $C\,C$ in Q zu schneiden. Durch diesen Schnittpunkt Q geht eine Kurve B, die dem gesuchten Wert von λ entspricht.

(Mit einigen Änderungen frei übersetzt von Franz Tank.)

Referate.

George O. Squir, Tree Telephony and Telegraphie (Benutzung von Bäumen als Antennen). (The Electrician **84**, S. 111—112, 147—149, 1920). Im Anschluß an bereits 1904 gemachte Beobachtungen über die Benutzung von Bäumen als Antennen, wozu sich am geeignetsten Eukalyptusarten erwiesen, wurde während des Krieges die Verwendung von grünen Bäumen als Empfangsantenne von neuem in Angriff genommen. Unter Anwendung eines Verstärkers konnte man alle europäischen Großstationen empfangen, wenn der Empfangskreis zwischen einem in dem Baum eingeschlagenen Nagel und einem kleinen, unter dem Baum ausgebreiteten Drahtnetz eingeschaltet war. Am besten erwies sich eine Anordnung, bei der ein hoher Baum in seinem oberen Teil unterhalb der Krone angezapft wurde und die Erddrähte strahlenförmig in der Erde verlegt waren. Die elektrischen Daten solcher Baumantennen sind von F. E. Pernot bestimmt. Bei einer hohen Kiefer wurden Kupfernägel in verschiedenen Höhen 10 cm tief eingeschlagen und die Erdung durch Kupferdrähte 1 m tief in feuchter Erde vorgenommen. Bei verschiedenen Wellenlängen zwischen 150 u. 700 m ergab sich eine nur geringe Änderung der Kapazität mit der Höhe der Anzapfstelle, dagegen eine starke Änderung des scheinbaren Widerstandes, und zwar ist der Widerstand für geringe Höhe und lange Wellen am größten. Außer von dem scheinbaren Widerstand hängt die Güte der Antenne noch von der in ihr induzierten E.M.K. ab. Es ist sehr schwierig, diese bei offenem Empfangskreis zu bestimmen. Man benutzt deshalb die indirekte Methode der Lautstärkemessung und findet eine überaus starke Zunahme der Lautstärke, wenn der Anzapfpunkt oberhalb 12 m (in diesem Falle oberhalb $^2/_3$ der Baumhöhe), liegt. Nimmt man an, daß die Lautstärke dem Quadrat der E.M.K. proportional ist, so erhält man eine annähernd geradlinige Zunahme der E.M.K. mit der Höhe. Benutzt man eine Rahmenantenne zur Richtungsbestimmung, so erhält man nur eine Linie, auf der die

Sendestation liegt. Durch Kombination einer Rahmenantenne mit einer Baumantenne erhält man eine nur einseitig gerichtete Empfangsanordnung. Die Rahmenantenne besteht aus zwei parallelen Rahmen mit etwa 5000 qcm Fläche, sie ist durch eine zwischen beiden Rahmen eingeschaltete Spule mit der Selbstinduktion der Baumantenne gekoppelt. Auf den Primärkreis wirkt die elektrische und auf den Sekundärkreis die magnetische Komponente der Welle ein. Der Effekt im Rahmen wird durch die Koppelung entweder verstärkt oder aufgehoben. Mit einer Baumantenne macht es keine Schwierigkeiten, jede gewünschte Wellenlänge durch entsprechende Abstimmung des Empfangsgerätes zu empfangen. Mit einer Baum- und Rahmenantenne erzielt man folgende Vorteile bei größter Einfachheit der Empfangsanlage, die besonders keine teuren Masten erfordert: 1. Empfang auf große Entfernungen für jede Wellenlänge. 2. Absolute Richtungsbestimmung und nicht nur die Bestimmung einer Linie. 3. Beseitigung von Störungen durch die einseitige Charakteristik. 4. Gleichzeitiger Empfang auf zwei oder mehr Wellen aus verschiedenen Richtungen und auch zwei gleicher Wellen aus entgegengesetzten Richtungen. Lü.

Hans Thirring, Neue Apparate für Lichttelephonie. (Physik. Ztschr. **21**, S. 67—73, 1920.) Die im Jahre 1917 gemeinsam mit H. Th. Simon und Siemens & Halske ausgebildeten Geräte benutzen im Empfänger bei 16 oder 25 cm Spiegeldurchmesser vom Verf. konstruierte Selenzellen von 1 mm Durchmesser und 0,01 Dicke. Die Stromschwankungen sollten durch einen Röhrenverstärker verstärkt werden, die Impedanz des Empfangskreises war für die normalen Eingangstransformatoren des Verstärkers zu groß, deshalb wurde die Primärseite des Transformators überhaupt nicht benutzt, sondern die Selenzelle mit dem Gitterpol der Sekundärseite und der Anodenbatterie verbunden. Es wurde über 14 Volt, der Betriebsspannung der Selenzelle, abgezweigt. Durch diese Schaltung tritt besonders bei Zellen mit einem Widerstand unter einigen Zehntel Megohm eine Potentialverschiebung des Gitters auf. Der Sender war ein Bogenlichtscheinwerfer mit 25 oder 35 cm Spiegel. Die Reichweiten betrugen 8—9 km. Auch mit 5 Wattlampen im Blinkgerät konnten Reichweiten von 3—4,5 km erzielt werden. Der Sprechstrom wurde hierbei gegenüber dem Speisestrom durch besondere Sendeverstärker von Siemens & Halske vergrößert. Der Sprechstrom wird durch ein Mikrophon erzeugt und induktiv dem Speisestrom überlagert. An Mikrophonen bewährten sich solche der Telephon-A.-G. vorm. Berliner und der Österr. Ericson-Elektr. Ges., auch Starkstrom-

mikrophone der Tagtelephon A.-G. Stockholm mit 1,4—1,8 Ampere Stromstärke. Lü.

W. H. Eccles, The Algebra of Ionic Valves. (The Electrician **84**, S. 162—163, 1920). Bei einer Röhre mit zwei Elektroden tritt beim Stromdurchgang ein Raumladungseffekt auf, für den eine Gegen-E.M.K. e_s angenommen wird. Bei der Anodenstromkennlinie gilt dann für den unteren Teil der Kurve bis zum ersten Knick das Gesetz: $i_a = A \cdot e_a^{3/2}$, für den geraden Teil bis zum zweiten Knick: $i_a = h_a (e_a - e_s)$, wobei $h_a = \frac{\partial i_a}{\partial e_a} = \frac{3}{2} A\, e_a^{1/2}$ ist. Es ergibt sich dann der Wert für e_s zu: $e_s = e_a - \frac{A \cdot e_a^{3/2}}{3/2\, A \cdot e_a^{1/2}} = \frac{1}{3} e_a$.

Bei der Röhre mit drei Elektroden gelten ganz ähnliche Überlegungen, wenn man den Gitterstrom vernachlässigen kann. Der Einfluß der Gitterspannung auf die Entladung ist proportional g. Die für die Entladung wirksame E.M.K. ist jetzt nicht mehr $e_a - e_s$, sondern $e_a + g\, e_g - e_s$. Setzt man $h_g = g \cdot h_a$ und $h_0 = - e_s \cdot h_a$, dann erhält man nach Latour die Beziehung: $i_a = h_a \cdot e_a + h_g \cdot e_g + h_0$, wobei $\frac{\partial i_a}{\partial e_a} = h_a$ und $\frac{\partial i_a}{\partial e_g} = h_g$ ist und die Spannungen e_a und $g \cdot e_g$ zu einer resultierenden Spannung e_r zusammengesetzt werden können. Das Langmuirsche Gesetz lautet dann: $i_a = A \cdot e_r^{3/2} = A (e_a + g \cdot e_g)^{3/2}$. Wird der Anodenkreis durch einen äußeren Widerstand R bei einer E.M.K. E geschlossen und ist r_a der innere Widerstand, so ist $i_a = \frac{E + g \cdot e_g - e_s}{R + r_a}$. Die Größen $r_a = \frac{1}{h_a}$ und e_s sind als Konstanten der Röhre zu betrachten. Bei einer kleinen zusätzlichen Spannung am Gitter v_g, wird der Gesamtstrom zu $i_a + j_a = \frac{E + g (e_g + v_g) - e_s}{R + r_a}$ und damit ist der Zusatzstrom $j_a = \frac{g \cdot v_g}{R + r_a} = \frac{h_g \cdot v_g}{1 + R \cdot h_a}$. Die Spannung am Widerstande R ist $R \cdot j_a = \frac{R \cdot h_g \cdot v_g}{1 + R \cdot h_a}$ und damit die Spannungsverstärkung: $\frac{R \cdot h_g}{1 + R \cdot h_a}$ oder $\frac{g \cdot R}{R + r_a}$. — Nach der von H. Barkhausen (Jahrb. **14**, S. 2, 1919) angegebenen Bezeichnungsweise ist: $g = \frac{1}{D}$, $h_a = \frac{1}{R}$ und $h_g = \frac{1}{D \cdot R_i} = S$. Die Resultate für die Spannungsverstärkung stimmen mit denen von H. Bark-

hausen (Jahrb. **14**, S. 39 ff., 1919) überein, wo der zusätzliche Anodenstrom $d i_a = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} d e_g$ ist und damit die Spannungsverstärkung

$$\frac{R_i \cdot S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} \text{ oder } \frac{R_a}{D(R_a + R_i)}.$$

Lü.

M. J. Huizinga, Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren. (Physik. Ztschr. **21**, S. 91—97, 1920). Beim Molybdänglanzdedektor tritt bei etwa .1 Milliampere Strom in der Richtung vom Kristall zur Spitze an der Kontaktstelle ein Tröpfchen dunkelblauer Flüssigkeit auf, in der kleine Gasbläschen aufsprudeln und die aus dem Kolloid MoO_2, $4 MoO_3$, $6 H_2O$ besteht. Bei umgekehrter Stromrichtung ist der scheinbare Widerstand viel größer und die Flüssigkeit braun, welche die Kolloide MoS_2 und MoS_3 enthält. Je nach der Stromrichtung ändert sich die Polarisationsspannung und damit der scheinbare Widerstand genau wie bei der Schlömilchzelle. Ähnliche Polarisationserscheinungen sind nur noch beim Pyritdetektor beobachtet. und zwar beim Strom vom Kristall zur Spitze. Bei den weiter untersuchten Detektoren traten keine Zersetzungserscheinungen auf. Im Vakuum, in einer Wasserstoffatmosphäre und unter einer Paraffinschicht traten auch beim Molybdänglanz- und Eisenpyritdetektor keine Zersetzungen in die Erscheinung, obwohl die Gleichrichterwirkung erhalten blieb. Zum Studium dieser Wirkung wurden die Gleichstromcharakteristiken aufgenommen. Aus ihnen ergibt sich, daß die Abweichung vom Ohmschen Gesetz durch eine Polarisationsspannung e erklärt werden kann, die mit angelegter Spannung zunimmt und sich bald einem Maximalwert nähert, der für die einzelnen Detektoren verschieden ist, z. B. für Molybdänglanz—Platin etwa 1,1 Volt, Karborund—Stahl 2,5 Volt, Zinkit—Bornit, —Kupferkies, —Kupferglanz beim Strom vom Kristall nach der Spitze 5 Volt und in umgekehrter Richtung — 0,5 Volt, Zinkit—Platin 3 Volt und — 0,4 Volt, Buntkupfererz—Platin, Kupferglanz—Platin und Kupferpyrit—Platin 0,4 Volt. Bei Bleiglanz—Platin ergaben sich zwei verschiedene Charakteristiken, und zwar infolge eines stärkeren Stromdurchganges. Bei Eisenpyrit—Platin besteht kein fester Maximalwert. Der Strom J folgt dem Gesetz $J = \frac{E - e}{R}$, wobei e sich mit der angelegten Spannung E ändert, und zwar häufig in den beiden Stromrichtungen. Der scheinbare

Widerstand der Detektoren beträgt in den meisten Fällen nicht mehr als 100 Ohm. Wegen der Gleichheit der Charakteristiken einer Schlömilchzelle und der Detektoren wird als Ursache der Gleichrichterwirkung eine elektrolytische Polarisation innerhalb einer am Kristall adhärierenden Flüssigkeits- oder Gasschicht angenommen. Lü.

A. H. Taylor, Empfangen und Senden kurzer Wellen mit Bodenantennen (unter Erde und unter Wasser). Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 337, 1919.

Die Arbeit gibt eine historische Übersicht über die Untersuchungen des U. S. Navy Research Department über die Möglichkeit des Empfanges mit unterirdischen Antennen über weite Entfernungen. Die bedeutendste Eigentümlichkeit dieser Antennen ist, wie im Laufe der Untersuchungen gezeigt wurde, das viel größere Verhältnis von Signal-Lautstärke zu Störungs-Lautstärke als das bei gewöhnlichen Hochantennen erhältliche. Die genannten Antennensysteme zeigten eine ausgesprochene Richtwirkung für die Strahlung in der Längsrichtung der Drähte. Die günstigste Drahtlänge erwies sich als unabhängig von der Richtung, aus der die Zeichen auf der Empfangsstation ankamen, und unabhängig von der Beschaffenheit das umgebenden Erdreiches, vorausgesetzt, daß es einigermaßen feucht ist. Die günstigste Länge steht in umgekehrtem Verhältnis zur Kapazität der Längeneinheit des verwendeten Drahtes. Es wurde gearbeitet mit Drahtlängen von 100 bis 2000 Fuß. Sehr gute Isolation der Drähte wirkt z. T. auf die Ausschaltung atmosphärischer Einflüsse hin. Mit guter Isolation erwies es sich als möglich, während starker örtlicher Gewitter zu empfangen. Der Empfang ist außerordentlich viel stärker, wenn die Drähte in Süßwasser oder in nassen Boden gelegt werden, als wenn sie über der Erde ausgespannt werden. Es ergab sich, daß der Empfang mit derartigen vergrabenen Antennen demselben Gesetz täglicher und jährlicher Veränderung folgt, als mit gewöhnlichen Antennen. Die Lautstärke nahm bei Versenkung der Drähte in Salzwasser sehr schnell ab; in Süßwasser dagegen konnte bei langen Wellen eine Abnahme der Lautstärke bis herunter zu einer Tiefe von 60 Fuß nicht festgestellt werden. Erdung der Drähte an den Außenenden führte eine Abnahme der Lautstärke um annähernd 50 % herbei. Die Übertragung ungedämpfter Wellen mit solchen Antennen auf eine Entfernung von 36 (engl.) Meilen erwies sich schon mit 0,8 Ampere in der angegebenen Antenne als möglich.

Übersetzt aus The Radio Review. Zi.

L. W. Austin, Die Berechnung von Antennenkapazitäten. Journ. Wash. Acad. of Sciences **9,** S. 393, 1919.

Die Vorausbestimmung von Antennenkapazitäten war bis vor kurzem ziemlich unsicher. Verf. bespricht die bedeutenderen Arbeiten über den vorliegenden Gegenstand und gibt sodann die Ergebnisse neuer Messungen an verschiedenen Antennenformen. Auf empirischem Wege wurde gefunden, daß die Kapazitäten aller Antennen, deren Länge und Drahtabstand nicht übermäßig groß sind, sehr angenähert dargestellt werden können durch die Beziehung:

$$C = \left(4\sqrt{a} + 0{,}88\,\frac{a}{h}\right) 10^{-5}\ \text{mf.}$$

wobei a die Fläche des Luftleiters und h seine mittlere Höhe ist; Maßeinheit = 1 m. Ist die Länge l der Antenne mehr als 8 mal größer als ihre Breite b, so geht in obige Formel ein Korrektionsfaktor für die Längsausdehnung ein:

$$C = \left(4\sqrt{a} + 0{,}88\,\frac{a}{h}\right)\left(1 + 0{,}015\,\frac{l}{b}\right) \cdot 10^{-5}\ \text{mf.}$$

Die Gleichungen stellen tatsächlich die Zusammenfassung der gebräuchlichen Ausdrücke für die Kapazität einer Fläche im Raum und für die eines Zweiplattenkondensators dar, unter Vernachlässigung der Randwirkung. Bezogen auf das Antennendach sind die Ergebnisse bis auf 10 % richtig; Zuleitungskapazitäten usw. sind zu addieren. Die Formeln setzen genügende Nähe der Drähte voraus, um annähernd die größte Kapazität für die Antennenfläche zu gewährleisten. — Vergleichungen berechneter und beobachteter Kapazitätswerte sind beigefügt.

Übersetzt aus The Radio Review. Zi.

Briefe an die Schriftleitung.

(Der Abdruck zur Veröffentlichung eingesandter Briefe erfolgt ohne Verbindlichkeit der Schriftleitung.)

Die modernen Sender ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie.

Bemerkungen zum Aufsatz des Herrn Dr. phil. h. c. Graf Georg v. Arco.[1])

Von **O. Scheller.**

Chefingenieur der C. Lorenz Aktiengesellschaft.

Graf Arco veröffentlicht (Jahrb. **14**, S. 568) ein Urteil über moderne Bogenlampensender, das ich auf Grund meiner Erfahrungen nicht teilen kann.

Die C. Lorenz Aktiengesellschaft, Berlin-Tempelhof, welche, gestützt auf ihre Patente, allein in Deutschland in der Lage ist, moderne Lichtbogensender nach dem Poulsensystem zu bauen, war durch Verträge mit den Reichsbehörden gehindert, irgend etwas über dieses System zu veröffentlichen oder zu irgendeiner Kritik öffentlich Stellung zu nehmen. Selbst dann, wenn das Ergebnis solcher Veröffentlichungen für das System durchaus einseitig oder ungünstig war, mußte sie schweigen. Dies forderte oft viel Selbstverleugnung, denn auch streng wissenschaftlich scheinende Untersuchungen von fremder Seite brachten infolge ungenügender Versuchsanordnung oder mangelnder praktischer Erfahrungen sehr falsche Ergebnisse, ganz abgesehen von Veröffentlichungen, die tendenziösen Charakter trugen und für deren Urheber das Lichtbogensystem aus Patentgründen einfach saure Trauben waren.

Die C. Lorenz A.-G. war diejenige Firma, welche seinerzeit in Deutschland die Bedeutung der ungedämpften Sender überhaupt erkannte. Sie erwarb mit großen Aufwendungen die Poulsen-Lichtbogen-Patente, nachdem die Poulsen-Gesellschaft diese vergeblich der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie angeboten hatte. Sie war auch diejenige Firma, welche die Goldschmidtpatente und das erste brauchbare Hochfrequenz-Maschinensystem erwarb, nachdem Goldschmidt neun Monate lang bei Telefunken Versuche gemacht hatte und das System von dieser Seite als aussichtslos bezeichnet wurde.

Die C. Lorenz A.-G. ist weder in Deutschland noch irgendwo sonst auf der Welt durch Patente an der Errichtung von Maschinenstationen gehindert, ihr stehen sämtliche grundlegenden deutschen Patente auf Hochfrequenz-Maschinensender zur Verfügung. Sie hat keinen Grund,

1) Die Entgegnung des Herrn Grafen Dr. Arco erscheint im nächsten Heft.

aus Patentrücksichten das eine oder andere System zu bevorzugen und ist daher in der Lage, ohne Schädigung ihrer Interessen bei der Beurteilung der bei dem Bau von Großstationen zu verwendenden Systeme rein sachliche Gründe walten zu lassen.

Als langjähriger Leiter der drahtlosen Abteilung der Firma C. Lorenz glaube ich deshalb die verschiedenen Systeme auf Grund eigener Erfahrungen objektiv beurteilen zu können.

Graf Arco ist in seinem Aufsatz von unrichtigen Anschauungen ausgegangen. Er glaubt, daß sich Lichtbogengeneratoren für Dauerbetrieb aus rein prinzipiellen Gründen nicht für große Leistungen bauen lassen, da die Umformung großer Leistungen von 100 KW. und mehr „in einem Lichtbogen von relativ kleinem Volumen" vor sich geht. Er zieht die Kathodenröhre dem Lichtbogen vor, weil bei ihr zur Ableitung der Verlustwärme die notwendigen Volumina und Oberflächen zur Verfügung stehen sollen.

Er übersieht, daß der Lichtbogen in einer Gasatmosphäre brennt und daß diese nicht zerstört wird, wenn sie Temperaturen ausgesetzt wird, die wesentlich höher sind als die, welche Kathodenröhren aushalten. Es ist deswegen auch kein „Triumph, es möglich gemacht zu haben, daß ein Lichtbogen etwa 1 Stunde lang die Umformerleistung von 100 KW. ohne Unterbrechung hergibt."

Für die Gasatmosphäre ist eine geschlossene, metallische, doppelwandige Kammer vorhanden. Diese Kammer wird mit fließendem Wasser gekühlt. Es hängt natürlich allein von der Oberflächengröße der Kammerwandungen und der Menge des Kühlwassers ab, jede Wärmemenge beliebig lange abzuführen. Zahlen dafür findet jeder Techniker in der einschlägigen Literatur über Wärmeübergang. Es ist deshalb sehr viel leichter, bei einem Lichtbogensender die Verlustwärme durch Kühlwasser abzuführen, als bei einem Röhrensender gleicher Leistung die Oberflächen zu schaffen, um die Verlustwärme durch Luftkühlung abzuführen.

Da man mit der Wasserkühlung beliebige Wärmemengen abführen kann, liegt eine Leistungsgrenze für den Lichtbogengenerator überhaupt nicht vor, so daß jede Leistung, die man mit einer Maschine erzielen kann, auch mit ihm zu erreichen ist. Die Erwärmungsverhältnisse liegen bei dem Lichtbogengenerator ganz ähnlich wie bei Maschinensendern und genau wie dort ist die Endtemperatur nur abhängig von der Dimensionierung der Spulen und kann vom Konstrukteur wie bei jeder Dynamo oder jedem Transformator vollkommen frei gewählt werden. Der Lichtbogen hat mit dieser Erwärmung nichts

zu tun, da zwischen ihm und den Spulen sich Wasser befindet. Der Lichtbogen erreicht außerdem seine Endtemperatur natürlich sofort. Eine knappe Bemessung des Senders können nur kaufmännische Gründe veranlassen, die bei dem Bau von Lichtbogensendern keine anderen sind wie bei jeder elektrischen Anlage.

Stellt man, um eine Reserve zu haben, zwei Lichtbogengeneratoren auf, so kann es zweckmäßig sein, diese abwechselnd in Betrieb zu nehmen, um mit billigeren Konstruktionen auszukommen. In Deutschland ist dieses Prinzip übrigens nirgends angewandt worden.

Graf Arco erscheint die Aufgabe unlösbar, die bei einem Lichtbogengenerator von 100 KW. freiwerdende Verlustwärme dauernd abzuführen. Es steht aber in der deutschen Großstation Königswusterhausen seit fast fünf Jahren ein Lorenz-Poulsensender neben zwei Telefunken-Tonfunken-Sendern, der eine Umformung von 80 KW. (mehr Energie geben die vorgesehenen Maschinen bei der notwendigen Spannung nicht her) dauernd in Hochfrequenzenergie vornimmt. Allerdings ist der Wirkungsgrad höher wie von Graf Arco vorausgesetzt.

Nach Graf Arco ist die Parallelschaltung von Bogenlampensendern unmöglich. Der einfach anzustellender Versuch zeigt, daß bei diesem Betrieb viel geringere Schwierigkeiten auftreten, wie bei der Parallelschaltung von Wechselstrommaschinen, da die Synchronisierung automatisch erfolgt.

Es bedeutet keine neue Erkenntnis, wenn Graf Arco behauptet, daß die Frequenz von der Länge des Lichtbogens abhängig ist, nur überschätzt er deren Einfluß. Frequenzänderungen infolge Änderung des Lichtbogens lassen sich überhaupt nur bei sehr kleinen Lichtbogengeneratoren nachweisen. Bei allen praktisch in Frage kommenden Größen spielt die Schwankung der Lichtbogenlänge hinsichtlich ihres Einflusses auf die Konstanz der Wellenlänge keine Rolle mehr.

Bei Maschinensendern ist konstante Welle nur bei absolut konstanter Tourenzahl der Maschine vorhanden. Bei Röhrensendern ist die Wellenlänge abhängig von der Temperatur der Anoden, der Spannung und der Heizung, dagegen ist der Lichtbogengenerator unempfindlich gegen Schwankungen seiner Energiequelle. Für den Lichtbogengenerator ist jede Antriebsart und jedes Netz ohne weiteres benutzbar. Ein weiterer Vorteil großer Lichtbogensender ist, daß die Temperatur des Lichtbogens und der Elektroden sich beinahe sofort bei Betriebsbeginn einstellt, so daß mit einer Anlaufzeit kaum zu rechnen ist.

Infolge seiner Unempfindlichkeit ist der Lichtbogengenerator bei großen Leistungen wohl derjenige Apparat, welcher bisher praktisch

die geringsten Wellenschwankungen hat. Er ist daher bestimmt kein Hindernis, wenn das Bedürfnis vorliegen sollte, die Energie eines Wellenzuges bis zu 10 000 Halbschwingungen im Empfänger auszunutzen. Mindestens haben offizielle Versuche der Behörden auch bei den modernsten Empfangsmethoden tatsächlich eine Lautstärkengleichheit des Lichtbogensystems im Vergleich mit Maschinen- und Röhrensendern gezeigt.

Was das Auftreten von Oberschwingungen betrifft, wovon Graf Arco glaubt, daß sie bei der Bogenlampe im allgemeinen am stärksten ausgeprägt sind, so ist dazu zu bemerken, daß die Untersuchungen mit der Braunschen Röhre bei längerer Wellenlänge, wie sie für Großstationen in Frage kommt, nur reine Sinusform zeigen. Wenn Oberschwingungen vorhanden sind, sind sie immer so gering, daß bei der Aufnahme mit der Braunschen Röhre die Verzerrung der Sinusform nicht wahrnehmbar ist. Allerdings kann man mit besonderen Hilfsmitteln auch bei den modernsten Schaltungen des Lichtbogengenerators Oberschwingungen nachweisen. Die Oberschwingungen sind aber bei diesen Schaltungen wesentlich geringer, wie bei den Maschinensendern mit ruhenden Transformatoren und noch sehr viel geringer als bei Röhrensendern. Nur darf man für den Lichtbogengenerator nicht die in den letzten Jahren auch in Amerika benutzte Kondensatorschaltung anwenden, da diese wohl die Energie steigert, aber entgegen der Ansicht des Grafen Arco nicht die Qualität der Schwingungen verbessert, sondern letztere wesentlich verschlechtert. Die Annahme, daß die Oberschwingungen beim Lichtbogensender stärker ausgeprägt sind als bei anderen Generatoren trifft somit nicht zu. Die Vorgänge im Lichtbogen sind allerdings wenigen bekannt. Auf alle Fälle darf man die Theorien über den Duddelbogen bei dem Poulsen-Lichtbogensender nicht ohne weiteres anwenden, nehmen doch diese Theorien zum größten Teil keine Rücksicht auf den Einfluß des magnetischen Feldes.

Bei der jetzt von der C. Lorenz A.-G. gebräuchlichen Schaltung für Großstationen, welche ebenso einfach wie die sogenannte Kondensatorschaltung ist, treten Oberschwingungen nur so schwach auf, daß sie praktisch nicht stören. Um Oberschwingungen vollständig zu beseitigen, muß man bei allen Systemen, Maschinensender, Röhrensender wie Lichtbogengenerator, besondere technische Mittel anwenden und ist in dieser Hinsicht kein System dem anderen überlegen.

Graf Arco nimmt für das Tasten der Bogenlampe eine Methode an, bei welcher die Pausen gegen die Signale durch eine Verstimmung

der Wellenlänge hervorgerufen werden. Diese Annahme erscheint um so merkwürdiger, als seit 10 Jahren auf jedem deutschen Kriegsschiffe und in jedem Stationsraum der deutschen Festungen ein Lorenz-Poulsensender neben einem Telefunkensender stand und keine dieser Stationen dieses Tastverfahren anwandte. Alle diese Stationen sandten nur eine Welle während des Zeichengebens aus und die Antenne war in den Zwischenpausen stromlos. Das Verfahren, mit Verstimmung zu tasten, wird wohl augenblicklich nur noch von Stationen amerikanischer Herkunft angewendet.

Auch der Nachteil, daß die zugeführte Leistung beim Lichtbogengenerator während der ganzen Zeit konstant bleiben mußte und während der Zeichenpausen ungenutzt vernichtet wurde, ist bei den neuesten Lorenzschaltungen vermieden, da es gelungen ist, Anordnungen zu wählen, durch welche die Energie in den Zeichenpausen auf einen Bruchteil der während der Zeit des Zeichengebens benötigten Energie zurückgeht. Auch zum Schnellbetrieb sind Bogenlampensender außerordentlich geeignet, da Telegraphiergeschwindigkeiten von über 1000 Buchstaben pro Minute leicht mit einer besonderen Anordnung der C. Lorenz A.-G. erreicht worden sind.

Nicht erwähnt hat Graf Arco, daß auch Telephonie mit Poulsenlampen selbst für große Energie möglich ist. Inzwischen ist durch die Tageszeitungen bekannt geworden, daß von Berlin mit Poulsensender ausgesandte Gespräche dauernd in Moskau bei tadelloser Sprachübertragung aufgenommen werden. Bei entsprechend großer Dimensionierung besteht kein Hindernis, auch transatlantische Telephonie auf diese Weise durchzuführen, da durch die angewandte Telephonieschaltung der C. Lorenz A.-G. der Steigerung der durch die Sprache zu beeinflussenden Leistung nach den bisherigen Ergebnissen keine Grenze gesetzt ist.

Unerreicht ist der Vorzug der Lampe, sobald es sich darum handelt, einen leichten Wellenwechsel herzustellen. Graf Arco gibt dies zu. Er hält es aber für ausgeschlossen, daß eine internationale Großstation überhaupt genötigt ist, mit Wellenwechsel zu arbeiten. Er nimmt dabei als Grundlage einen Idealzustand an, daß eine internationale Verständigung über Wellenlängen bereits erfolgt sei. Leider sind wir davon noch weit entfernt. Haben doch erst in letzter Zeit deutsche Stationen ihre seit vielen Jahren gebräuchliche Wellenlänge mehrmals ändern müssen, weil irgendwelche angeblichen Störungen fremder Stationen vorlagen. Solange also nicht ewiger Frieden herrscht und nicht absolut bindende internationale Abmachungen über das ge-

samte Großstationsnetz der Erde vorliegen, wird wohl jeder bauende Staat, der nicht die Macht hat, seinen Willen den anderen aufzuzwingen, den Sicherheitsfaktor, seine Welle leicht und schnell zu wechseln, nicht so gering anschlagen, wie Graf Arco es vermutet. Dazu kommt, daß viele Staaten Stationen bauen, welche nicht nur mit einer bestimmten Gegenstation verkehren, sondern mit mehreren. Die Empfangswellen, die für die Gegenstationen störungsfrei sind, sind aber nicht beliebig, sondern die Sendestation muß sich auch nach den Wünschen der Gegenstation richten, so daß oft der Fall eintreten wird, daß man mit einer großen Sendestation nach verschiedenen Gegenstationen mit verschiedenen Wellenlängen senden muß. Auch in diesem Fall ist ein schneller Wellenwechsel Bedingung und bei keinem anderen System für große Energien außer beim Lichtbogensender mit einfachen Mitteln erreichbar.

In allen Fällen, in denen von einer Station gleichzeitig mit mehreren Sendern und verschiedenen Wellen gesandt wird, wie es bei der zukünftigen Entwicklung bei Großstationen die Regel sein wird, erleichtert der bequeme Wellenwechsel den Ersatz des einen Senders durch den anderen im Falle von Betriebsstörungen. Bei intermittierendem Betrieb ist ein weiterer Vorteil des Poulsengenerators gegenüber den Maschinensendern in der steten Betriebsbereitschaft gegeben; eine lange Anlaufzeit kommt, wie oben erwähnt, bei Lichtbogengeneratoren nicht in Frage.

Man könnte für schnellen Wellenwechsel auch daran denken, große Röhrensender zu verwenden. Eine Rentabilitätsberechnung unter Zugrundelegung von großen Röhrensendern zeigt jedoch, daß schon bei geringer KW.-Leistung der Röhrensender nicht mehr in Betracht kommt. Große Röhrensender sind nach dem heutigen Stande der Technik in Anlage und Betrieb so teuer und werden es wohl auch bleiben, daß deren Verwendung immer nur sehr beschränkt bleiben wird.

Man kann also zusammenfassend sagen, daß für alle Großstationen, welche mit einem Wellenwechsel zu rechnen haben oder denen als Primärenergie nicht Energiequellen von absolut konstanten Verhältnissen zur Verfügung stehen, dem Poulsensender der unbedingte Vorzug gegeben werden muß. Vorausgesetzt ist allerdings dabei, daß auch die technische Durchbildung der Apparaturen den Eigenheiten des Systems voll Rechnung trägt.

Wenn Graf Arco in seinem Aufsatz zu einem anderen Ergebnis gekommen ist, so dürfte wohl die Ursache darin zu suchen sein, daß ihm selbst und der von ihm geleiteten Firma Erfahrungen auf dem Lichtbogensendergebiet nicht hinreichend zur Verfügung stehen und er daher auf naturgemäß unsichere Berichte angewiesen ist.

Patentschau.

Von H. Eales.

Stromlinien- und Erdtelegraphie.[1]

K. P. 306443 Firma Dr. G. Seibt, Berlin-Schöneberg. Vom 12. 3. 18, ausgegeben 13. 4. 20.

1. Einrichtung für gerichtete Telegraphie mit Erdströmen, bei der mehrere gekreuzte, z. B. zwei senkrecht zueinander angeordnete Erdleitungen, mit Spulen verbunden sind, die auf ein bewegliches Glied, z. B. eine drehbare Spule, einwirken, durch dessen Stellung die Richtung der ausgesandten oder aufgenommenen Zeichen angezeigt wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Spulen Eisenkerne enthalten.

Das bewegliche. die Richtung anzeigeude Glied besteht aus einer Spule, die gleichfalls einen Eisenkern enthält.

Die Eisenkerne der mit den Erdleitungen verbundenen Spulen sind untereinander magnetisch geschlossen.

K. P. 307004 derselben Firma. Zusatz zu vorstehendem K. P. 306443 Vom 22. 3. 18, ausgegeben 13. 4. 20.

Gerät für gerichtete Telegraphie mit Erdströmen gemäß Patent 306443, dadurch gekennzeichnet, daß das bewegliche, die Richtung anzeigende Glied einen vollkommen glatten, zur Drehachse symmetrischen Eisenkern, z. B. einen nutenfreien Zylinder erhält, zu dem Zwecke, Änderungen der Selbstinduktion der feststehenden Spulen zu vermeiden.

K. P. 307132 derselben Firma. Vom 16. 3. 18, ausgegeben 13. 4. 20.

1. Zusatzeinrichtung für gerichtete Telegraphie mit Erdströmen, gekennzeichnet durch Ohmsche Widerstände, die in die Erdleitungen eingeschaltet werden können, zu dem Zwecke, die Gesamtwiderstände der verschiedenen Erdleitungen aufeinander abzugleichen.

Mittels eines einzigen Bewegungsmechanismus kann zu diesem Zwecke Widerstand wahlweise nur in die eine oder die andere Erdleitung eingeschaltet werden.

---

1) Berichtigung: Auf Seite 74 des vorigen Heftes ist hinter „der Schutz-“ Zeile 32 der Text auf Seite 75 Zeile 32 und folgende beginnend mit „körper bzw. . . .“ zu lesen. Auf Seite 76 setze dann am Schluß der Patentschau:

D. R. P. 320434 derselben Gesellschaft. Vom 6. 2. 17, ausgegeben 22. 4. 20.

1. Empfangsschaltung für Anlagen für Erdtelegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zum Zweeke der Beseitigung von durch Störungsströme verursachten Beeinträchtigungen der Wirkung des Signalstromes

Hieran schließt sich wieder der Text auf Seite 74 ab Zeile 33 an und zwar fortlaufend bis Seite 75 Zeile 29 „. . . können“.

Der Bewegungsmechanismus besteht aus zwei, voneinander isolierten, um ein und dieselbe Achse drehbaren Kurbelarmen, bei deren Drehung nach links Widerstand in die eine und bei deren Drehung nach rechts Widerstand in die andere Erdleitung eingefügt wird.

K. P. 309 113 derselben Firma. Zusatz zu vorstehendem K. P. 307 132. Vom 18. 4. 18, ausgegeben 13. 4. 20.

Verfahren zum Abgleichen der Widerstände in den Erdleitungen einer Einrichtung für gerichtete Telegraphie mit Erdströmen nach Hauptpatent 307 132, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks schneller und genauer Abgleichung der Erdleitungen auf denselben Widerstand auf der Empfangsstation lokale, den Fernempfang ersetzende Schwingungen erregt werden.

D. R. P. 317 558. Albert Pfeiffer und Wilhelm Schmidt in Weißenburg in Bayern. Vom 13. 1. 18, ausgegeben 22. 12. 19.

1. Verfahren zur Übermittlung drahtlos-telegraphischer Nachrichten nach in elektrisch gut leitenden Medien befindlichen Empfangsstationen, dadurch gekennzeichnet, daß Sendewellen von großer Anfangsamplitude und starker Dämpfung verwendet werden, die beim Eindringen in das gut leitende Medium dort elektrische Wechselströme hervorrufen, die ihrerseits mittels Elektrodenplatten aufgefangen und zum Empfänger geleitet werden können.

K. P. 305 513. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 18. 3. 17, ausgegeben 9. 9. 19.

Drahtlose Sende-Empfangseinrichtung für Unterseeboote, gekennzeichnet durch den Einbau der Hochfrequenz führenden Teile des Senders und Empfängers sowie des Umschaltrelais innerhalb einer Schwimmboje, die mit dem Unterseeboot, das den Zeichengeber und Indikator (Telephon) enthält, durch ein leitendes Kabel in Verbindung steht.

D. R. P. 318 773. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 8. 12. 16, ausgegeben 18. 2. 20.

1. Anordnung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung von Schiffen aus mittels eines nachgeschleppten Antennengebildes, dadurch gekennzeichnet, daß das Antennengebilde aus einem oder mehreren, vom Schiff ausgehenden, isolierten Drähten besteht, die ohne Stütz- und Spannvorrichtungen frei im Wasser liegen.

Der Schiffskörper ist dabei mit besser als Eisen leitenden Teilen, z. B. mit blanken oder isolierten Kupferdrähten umgeben, die an Stelle des Schiffskörpers derart eingeschaltet werden, daß sie einen definierten Teil der Schwingungsbahn bilden. Das vom Schiff ausgehende und nachgeschleppte Antennengebilde wird in Oberschwingungen erregt.

Zur Steuerung eines Schiffes durch eine Fahrtrinne oder in den Hafen unter Benutzung dieser Anordnung soll das vom Schiff ausgehende und nachgeschleppte Antennengebilde zum Zusammenarbeiten mit längs der Fahrrinne oder des Ufers verlegten, mit gleicher elektrischer Energieform und synchron arbeitenden Sendestationen gebracht, und die Fahrtrichtung durch das Eintreten eines Lautstärkeminimums an jedem Punkte bestimmt werden.

Gerichtete drahtlose Telegraphie und Raumpeilung.

K. P. 298 521. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 23. 12. 15, ausgegeben 8. 9. 19.

Gerichteter Sender für drahtlose Telegraphie, bei welchem der Erregerkreis mit zwei gerichteten, senkrecht aufeinanderstehenden Antennen durch ein Radiogoniometer verbunden ist, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Ermöglichung der Benutzung des Prinzips der Stoßerregung der die Löschfunkenstrecke enthaltene Erregerkreis seine Energie auf einen Zwischenkreis überträgt, welcher mit dem Radiogoniometer lose gekoppelt ist.

K. P. 290 258 derselben Gesellschaft. Vom 3. 5. 14, ausgegeben 12. 7. 19.

Verfahren für gerichtete drahtlose Telegraphie mit mehreren voneinander entfernten Antennen, dadurch gekennzeichnet, daß an einer Zentralstelle Wechselströme verhältnismäßig niedriger Frequenz durch Wechselstrommaschinen erzeugt und dort mit der gewünschten Phasenverschiebung versehen werden, und daß dann die phasenverschobenen Wechselströme niedriger Frequenz zu den Antennen geleitet und dort durch statische Frequenztransformation auf die gewünschte hohe Frequenz gebracht werden.

K. P. 309 274 derselben Gesellschaft. Zusatz zu vorstehendem K. P. 290 258. Vom 12. 6. 18, ausgegeben 22. 9. 19.

1. Verfahren für gerichtete drahtlose Telegraphie mit mehreren, voneinander entfernten Antennen, bei dem die an der Zentralstelle erzeugten, phasenverschobenen Wechselströme niedriger Frequenz mehreren Antennen zugeführt und hier durch Frequenztransformation auf die erforderliche hohe Frequenz gebracht werden (nach Patent 290 258), dadurch gekennzeichnet, daß an der Zentralstelle Wechselströme von nur geringer Intensität erzeugt und diese erst an den Antennen durch Verstärkungseinrichtungen (Kathodenstrahlröhren) auf die erforderliche Intensität gebracht werden.

Sowohl die Verstärkung als auch die Frequenzsteigerung an den einzelnen Antennen erfolgt durch Kathodenröhren.

Die Antennen können von der Zentralstelle mit geeigneten Phasen differenzen so erregt werden, daß gleichzeitig nach verschiedenen Richtungen verschiedene Telegramme mit gleicher oder ungleicher Welle gesandt werden können.

Die Tastanordnungen sind an der Zentralstelle angeordnet.

K. P. 303 973 derselben Gesellschaft. Vom 7. 11. 17, ausgegeben 15. 9. 19.

1. Verfahren zur Phasensteuerung von Wechselströmen in getrennten Leitern (Teilantennen) hauptsächlich für Zwecke der drahtlosen Telegraphie und drahtlosen Kraftübertragung, dadurch gekennzeichnet, daß von einer Sendestation geringer Leistung zwei ungedämpfte Schwingungen ausgesendet werden, deren Frequenzdifferenz gleich der zu erzeugenden Wechselstromfrequenz ist, wobei jeder Einzelleiter (Teilantenne) mit einem oder zwei entkoppelten Empfangskreisen zur Aufnahme der Steuerwellenlängen verbunden ist.

2. Phasensteuerung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die an den Teilantennen angeordneten Empfangskreise auf einen Gleichrichterkreis wirken, in denen unter dem Einfluß der Interferenz beider Steuerwellenlängen die auszusendende Frequenz zur Steuerung von Elektronenrelais entsteht.

3. Phasensteuerung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß der oder die Steuersender von den einzelnen Teilantennen verschieden weit entfernt sind, um in weiten Grenzen die Phasenunterschiede der einzelnen Leiter (Teilantennen) zu ordnen.

K. P. 304 309 derselben Gesellschaft. Vom 30. 9. 17, ausgegeben 9. 9. 19.

1. Einrichtung zur Erhöhung der Genauigkeit der Richtungsbestimmung für Richtempfänger (mit Antennenrose oder nach dem System Bellini-Tosi), gekennzeichnet durch Anwendung von Mitteln, durch die die Zeichen in der Nähe der Nullstellung besonders verstärkt werden.

Dies geschieht durch Anwendung eines Kathodenstrahl-Überlagerungs- oder Rückkopplungsempfängers, insbesondere zur Ermittlung des Ortes gedämpfter Sender.

Die Überlagerungsenergie wird mit Hilfe eines von den übrigen Empfangskreisen räumlich getrennten Wechselstromwiderstandes (Kapazität, Selbstinduktion) lediglich dem Detektorkreis zugeführt; der Wechselstromwiderstand wird parallel zu dem Empfangssystem geschaltet und der Überlagerungssender ist mit der Kopplungsvorrichtung in ein Metallgehäuse eingeschlossen zu dem Zwecke, jede andere Beeinflussung als die des Detektorkreises auszuschließen.

K. P. 306 452. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Vom 21. 12. 16, ausgegeben 6. 10. 19.

Einrichtung zur Bestimmung der Richtung elektrischer Wellen unter Verwendung eines mittels Richtungsantennen und Spulen erzeugten resultierenden Feldes, dadurch gekennzeichnet, daß zwei oder mehrere entsprechend der Antennenrichtung gekreuzte und gewickelte Spulen zur Einwirkung auf eine in ihrem Inneren angeordnete Kurzschlußspule gebracht werden.

K. P. 310 642 derselben Firma. Vom 31. 1. 18, ausgegeben 18. 7. 19.

1. Verfahren zur Raumpeilung, insbesondere zur Anpeilung von Flugzeugen, dadurch gekennzeichnet, daß die Lage der elektrischen und der magnetischen Niveaufläche der ankommenden Strahlung bestimmt und daraus als deren Schnittlinie die Strahlungsrichtung, also die räumliche Richtung des Senders, erkannt wird.

Zur Bestimmung der elektrischen bzw. magnetischen Niveaufläche wird eine Antenne mit elektrischen Polen (Hertzscher Oszillator) bzw. eine solche mit magnetischen Polen (Spule) verwendet. Dabei werden Antennen angewendet, welche in einer im Vergleich zu ihren Abmessungen so großen Höhe über der Erde angeordnet sind, daß die Einwirkung derselben nicht oder nur wenig stört.

Die elektrische und die magnetische Antenne können durch kardanische Aufhängung in jede Richtung gebracht werden. Zu diesem Zweck werden je 2 (voneinander elektrisch unabhängige) Antennen verwendet, die um Achsen drehbar sind, wobei die Achsen der beiden elektrischen Antennen sowie die der beiden magnetischen Antennen aufeinander senkrecht stehen.

K. P. 298 802. Dr. Walter Burstyn in Berlin. Vom 23. 11. 15, ausgegeben 13. 9. 19.

1. Goniometerstation, deren Luftdraht in bekannter Weise aus einem Kreuze von Horizontaldrähten besteht, dadurch gekennzeichnet, daß eine Schaltvorrichtung vorgesehen ist, welche gestattet, einzelne oder sämtliche Zweige des Luftdrahtes statt paarweise gegeneinander gegen Erde zu schalten.

2. Verfahren zur eindeutigen Bestimmung der Richtung ankommender Wellen, deren zweideutige Richtung vorher goniometrisch bestimmt wurde, auf Grund der bekannten einseitigen Richtwirkung geknickter Luftdrähte, dadurch gekennzeichnet, daß mittels der Schaltvorrichtung nach Anspruch 1 die zwei angenähert in der betreffenden Richtung einander gegenüberliegenden Zweige an die Klemmen einer

Wippe und über dieselbe abwechselnd an Erde geschaltet werden, so daß durch rasches Hin- und Herlegen der Wippe die von beiden Zweigen gelieferteu Lautstärken miteinander verglichen werden können.

3. Verfahren nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß dabei die beiden Kopplungsspulen bzw. Kondensatoren des Goniometers in Parallelschaltung als Empfänger benutzt werden, wodurch beim Übergange von dieser Schaltung zur Goniometerschaltung und umgekehrt die Abstimmung erhalten bleibt.

K. P. 303 811. Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg. Vom 29. 3. 16, ausgegeben 18. 10. 19.

Verfahren zur Richtungsermittlung elektromagnetischer Wellen mittels einer mit rotierendem Schalter versehenen, aus einer größeren Anzahl von Drähten gebildeten Antennenrose, dadurch gekennzeichnet, daß einerseits zur möglichst scharfen Festlegung der Richtung der Wellen die um 180° versetzten Antennen paarweise an den Empfangsapparat angelegt und andererseits zwecks Beseitigung des Doppelsinns der Richtung zwei Lautstärkemessungen vorgenommen werden, wobei jeweils nur eine in der Richtung der Wellen liegende Antenne benutzt und die andere um 180° versetzte Antenne durch die Erde oder ein Gegengewicht ersetzt wird.

K. P. 298 893. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 6. 11. 15. ausgegeben 29. 9. 19.

Empfangsanordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie mit zwei feststehenden, gekreuzten und an die Richtungsantennen angeschlossenen Spulen, dadurch gekennzeichnet, daß die Kopplung zwischen dem Antennensystem und dem Detektorkreis durch Spulen erfolgt, die nicht direkt im Detektorkreis liegen, sondern in einem besonderen Zwischenkreis angeordnet sind, welcher keine Kapazität enthält.

K. P. 299 753. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 9. 1. 16, ausgegeben 14. 10. 19.

1. Drahtloser Kursweiser und Telegraph mit zwei in einem Winkel zueinander angeordneten Richtungssendern, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Kopplungsspulen Anwendung finden, die abwechselnd eingeschaltet werden und gegeneinander drehbar sind.

2. Abänderung des Kursweisers nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die beiden abwechselnd eingeschalteten Kopplungsspulen gemeinsam drehbar angeordnet sind.

3. Drahtloser Kursweiser und Telegraph nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die beiden Kopplungsspulen sowohl gegeneinander als auch gemeinsam drehbar sind, zu dem Zweck, sowohl

die Schärfe wie die Richtung einer Linie gleicher Intensität einstellen zu können.

D. R. P. 320 965. Ettore Bellini in Enghien les Bains, Frankreich. Vom 24. 6. 15, ausgegeben 15. 5. 20. Unionspriorität 24. 6. 14, Frankreich.

1. Einrichtung zur drahtlosen Telegraphie oder Telephonie mit gerichteten Wellen, gekennzeichnet durch die Anordnung von Paaren feststehender, leitender, rings um eine Mittelachse und zu je zweien einander gegenüberliegender Platten, die paarweise entsprechend mit den in gleicher Zahl wie die Plattenpaare vorhandenen Luftleitern für gerichtete Wellen verbunden sind, ferner gekennzeichnet durch in bestimmtem Abstande vor den festen Platten befindliche und um deren Achse drehbare, unmittelbar oder mittelbar an die Funkenstrecke, den Lichtbogen, die Wechselstromquelle oder den Detektor angeschlossene Platten, die miteinander fest verbunden und gemeinsam so einstellbar sind, daß sie den beiden festen Platten des einen oder des anderen Paares gegenüberstehen oder auch irgendeine Zwischenstellung einnehmen.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die beweglichen und die festen Platten in entsprechenden, parallelen, in geringem Abstande voneinander liegenden Ebenen angeordnet sind, und daß die Umrißlinien der beweglichen Platten sich vorzugsweise nach der Gleichung $\varrho = \varrho_0 \sqrt{\cos \alpha}$ bestimmen.

3. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die beweglichen und festen Platten in gleichachsigen, in geringem Abstand voneinander befindlichen Zylinderflächen liegen, und daß die Umrißlinie der beweglichen Platten vorzugsweise von zwei Sinuskurven oder auch durch die obere Hälfte derselben gebildet wird.

Antennenanordnungen für besondere Zwecke.

K. P. 298 463. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 20. 2. 15, ausgegeben 10. 9. 19.

Empfangsanordnung zur Verminderung der atmosphärischen Störungen, gekennzeichnet durch die Anwendung einer hochliegenden, schwingungsfähigen, aber nicht abgestimmten, symmetrischen Empfangsantenne zur Aufnahme der Raum- und Fernenergie in Verbindung mit einem den Verbraucher und lokale Schwingungskreise enthaltenden weiteren System, welches durch seine besondere Gestaltung Fernenergie direkt aus dem Raume nicht aufnimmt, sondern nur die Nahwirkungen der hochliegenden Empfangsantenne.

K. P. 298 983 derselben Gesellschaft. Vom 31. 10. 15, ausgegeben 18. 7. 19.

1. Empfangsanordnung zur Verringerung der atmosphärischen Störungen in der drahtlosen Telegraphie, gekennzeichnet durch eine derartige Ausgestaltung der Antenne, daß zwei ausgesprochene, voneinander möglichst unabhängige Schwingungsbahnen entstehen mit mindestens um 25 Prozent verschiedener Eigenschwingung bzw. Abstimmung, wobei die Empfangsenergie nur aus demjenigen Teil der einen Schwingungsbahn entnommen wird, welcher keine Energie der andern Schwingungsbahn führt, bzw. in welchem die Wirkungen der Störungsenergie sich beim Empfange aufheben.

Die eine Schwingungsbahn ist symmetrisch zur andern Schwingungsbahn angeordnet und beide Schwingungsbahnen sind so ausgestaltet, daß die eine möglichst viel Kapazität und möglichst wenig Selbstinduktion und die andere diese beiden Größen im umgekehrten Verhältnis besitzt.

D. R. P. 317 880 derselben Gesellschaft. Vom 23. 11. 18, ausgegeben 31. 12. 19.

1. Rahmenantenne, dadurch gekennzeichnet, daß die eine Seite des Rahmens gegen die Horizontale geneigt ist.

2. Rahmenantenne nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Rahmenantenne durch einen einzigen Mast getragen wird.

Vorteile dieser Anordnung sollen sein: geringere Erdverluste, kleine Kapazität, geringe atmosphärische Störungen. Als weiterer großer Vorteil wird hervorgehoben, daß man für den Aufbau einer größeren Rahmenantenne nur einen einzigen Mast benötigt, während bisher mindestens zwei notwendig waren.

D. R. P. 319 851. Signal-Gesellschaft m. b. H. in Kiel. Vom 10. 5. 14. ausgegeben 20. 4. 20.

1. Flugzeug mit funkentelegraphischer Ausrüstung, bei dem zwecks Vermeidung von Induktion in isolierte Metallteile des Flugzeuges in deren Nähe Schutzleiter angeordnet sind, dadurch gekennzeichnet, daß das Schutzleiternetz innerhalb von Konstruktionsteilen des Flugzeuges verlegt ist, so daß es nicht nur gegen den Winddruck, sondern auch gegen Witterungseinflüsse geschützt liegt, und zusätzliche Befestigungsmittel vermieden sind.

K. P. 308 419. H. Simon in Berlin-Friedenau. Vom 24. 4. 18, ausgegeben 21. 10. 19.

1. Antenne für Luftfahrzeuge, gekennzeichnet durch mehrere an einem Ende zusammengefaßte, mit dem anderen frei nach unten hän-

gende Drähte, die durch Endgewichte verschiedener Schwere bzw. von verschiedenem Luftwiderstand derart belastet werden, daß sich bei der Fahrt ein voneinander verschiedenes Auswehen der Drähte ergibt.

2. Antenne nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch Endgewichte, die durch besondere Steuerflächen (Tiefen- und Seitensteuer) infolge der Eigenbewegung des Luftfahrzeuges in die gewünschte Lage gebracht werden.

K. P. 298 076. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 30. 1. 15, ausgegeben 17. 7. 19.

Einrichtung für drahtlose Telegraphie, insbesondere für Luftfahrzeuge, dadurch gekennzeichnet, daß bei Veränderung der Kraftquelle gleichzeitig ein Umschalten bzw. Anpassen der entsprechenden Teile der übrigen Apparatur erfolgt, wobei die Vorrichtungen zum Auswechseln bzw. Umschalten der Kraftquelle mit den Vorrichtungen zum Umschalten bzw. Verändern der übrigen Apparateteile gekoppelt sind.

K. P. 300 766. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 26. 2. 16, ausgegeben 1. 10. 19.

1. Anordnung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung, insbesondere für Flugzeuge zum Verkehr einerseits zwischen Flugzeug und Erde, anderseits zwischen Flugzeug und Flugzeug, dadurch gekennzeichnet, daß zwei miteinander elektrisch verbundene Antennengebilde vorgesehen sind, welche für sich erregt werden, so daß sie gleichzeitig und unabhängig mit den Gegenstationen in Verkehr treten können.

Das eine Antennengebilde ist als Vertikalantenne ausgebildet, als deren Gegengewicht eine horizontale Antenne dient, wobei die vertikale Antenne in dem Spannungsknoten der horizontalen Antenne angeschlossen ist und sowohl die vertikale als auch die horizontale Antenne Einrichtungen zum Senden und zum Empfang besitzt.

Die Antenne wird im ganzen zum Verkehr mittels Wellen nach dem System tönender Funken benutzt, während ein Teil der Antenne zum Verkehr mittels drahtloser Sprachübertragung o. dgl. benutzt wird.

K. P. 298 974. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 29. 1. 15, ausgegeben 18. 7. 19.

1. Propellerantrieb für radiotelegraphische Sender auf Luftfahrzeugen, insbesondere für solche, bei denen der Antrieb nicht durch die beim Fliegen entgegenströmende Luft, sondern durch den vom Hauptpropeller erzeugten Luftstrom erfolgt, dadurch gekennzeichnet, daß zum Ausgleich bzw. zur Herbeiführung von Drehzahländerungen des Sendergenerators eine besondere Bremsvorrichtung angeordnet ist, die vor und während des Fluges eingestellt werden kann.

Dabei sollen besondere Markierungen vorgesehen sein, an denen die richtige Einstellung für die Bremse, sowohl im Fluge als auch nach der Landung, ohne Mühe erkannt werden kann, so daß bezüglich der Generatorenleistung dieselben Verhältnisse sich ergeben, wie sie nach Lösung der Bremse während des Fluges auftreten.

D. R. P. 317 406. „Ariadne" Fabrik isolierter Drähte G. m. H. in Charlottenburg. Vom 9. 9. 17, ausgegeben 17. 12. 19.

Isolierte Leitung für Hochfrequenzzwecke, bestehend aus einer unterteilten Stahl- oder Eisenseele, die mit fein unterteilten, aus nichtmagnetischen aber elektrisch gut leitenden Drähten allseitig umschlossen ist, dadurch gekennzeichnet, daß nicht nur alle Drähte mit einer dünnen isolierenden Lackschicht umgeben sind, sondern auch alle Zwischenräume zwischen den Einzeldrähten durch das biegsame und wasserbeständige Lackmaterial vollkommen ausgefüllt werden, so daß im Innern des Leiters keine Poren oder Hohlräume vorhanden sind.

D. R. P. 317 547. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 24. 1. 18, ausgegeben 19. 12. 19.

Sende- und Empfangseinrichtung für die drahtlose Telegraphie auf Flugzeugen, dadurch gekennzeichnet, daß zur Ausstrahlung bzw. zum Empfang sehr kurzer Wellen die Metallteile des Flugzeuges benutzt werden und die Energieübertragung zwischen Sender bzw. Empfänger einerseits und den Metallteilen des Flugzeuges andererseits mit Hilfe einer kurzen Drahtschleife induktiv erfolgt.

K. P. 298 485 derselben Gesellschaft. Vom 9. 3. 16, ausgegeben 1. 9. 19.

Senderanordnung für die drahtlose Telegraphie auf Luftfahrzeugen, bei denen die Metallteile des Luftfahrzeuges als Gegengewicht für die Antenne benutzt werden, dadurch gekennzeichnet, daß das Gehäuse der Speisemaschine, sowie sämtliche Leitungsteile und Apparate der mit der Maschine verbundenen primären Energieerzeugungskreise auf das sorgfältigste vom Körper des Flugzeuges isoliert sind.

Anordnungen für Mehrfachtelegraphie und Gegensprechen.

K. P. 298 468. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 5. 9. 15, ausgegeben 29. 8. 19.

1. Anordnung zum gleichzeitigen unabhängigen Empfang mit mehreren Antennen und mehreren abwechselnd angeschlossenen Empfängern für jede Antenne, dadurch gekennzeichnet, daß die gesamten Empfänger in zwei zwangläufig abwechselnd arbeitende Gruppen geteilt sind, wobei die Wellenbereiche der innerhalb einer Gruppe gleich-

zeitig arbeitenden Empfänger weit voneinander getrennt sind, während beide Gruppen einen zusammenhängenden Wellenbereich ergeben.

Die gleichzeitige Betätigung der Empfangsteiler wird durch eine mechanisch angetriebene Schaltwalze ausgeführt, während die zwangläufige Umschaltung für die verschiedenen Antennen durch elektrisch gesteuerte Relais erfolgt.

K. P. 307 646 derselben Gesellschaft. Vom 10. 4. 18, ausgegeben 22. 1. 20.

1. Sende-Empfangsanordnung für ungedämpfte Schwingungen mittels Kathodenstrahlröhren, dadurch gekennzeichnet, daß die Röhre mit einer Empfangs- und einer Sendeantenne versehen ist, von denen die letztere mit dem für die Schwingungserzeugung notwendigen Schwingungskreis gekoppelt ist, während die Empfangsantenne mit der Verbindungsleitung zwischen Gitter und Schwingungskreis durch ein besonderes kurzzuschließendes Kopplungsorgan gekoppelt ist.

Die Sendetaste liegt in der Sendeantenne, während die Empfangskopplung und der Telephontransformator mit Schaltern versehen sind, die beim Senden diese Elemente kurzschließen.

K. P. 300 054 derselben Gesellschaft. Vom 3. 5. 17, ausgegeben 11. 9. 19.

1. Gegensprechanordnung für drahtlose Telegraphie, bei welcher Sender und Empfänger mit einer Antenne zusammen arbeiten und wechselweise zur Wirkung gebracht werden, dadurch gekennzeichnet, daß bei Benutzung von Kathodenröhrenverstärkern im Empfänger das Empfangstelephon während der Wirkungszeiten des Senders kurzgeschlossen wird.

Während der Wirkungszeiten des Empfängers wird die Speiseanordnung für den Sender durch Kurzschließen spannungslos gemacht, wobei der benutzte Kurzschlußschalter zugleich zum Zeichengeben dienen kann.

Das Empfangstelephon wird über einen Transformator mit dem Anodenkreis des letzten Verstärkers verbunden, wobei der Kurzschluß auf der Sekundärseite erfolgt.

D. R. P. 317 866 derselben Gesellschaft. Vom 3. 5. 17, ausgegeben 6. 1. 20.

1. Gegensprechanordnung für drahtlose Telegraphie mit wechselweise an die Antenne geschalteten Sender und Empfänger, wobei Sender und Empfänger in Hintereinanderschaltung mit der Antenne verbunden sind, gekennzeichnet durch eine derartige Bemessung der beim Senden und Empfangen wirksamen Teile, daß bei dem durch den Sendeemp-

fangsumschalter bewirkten selbsttätigen Kurzschluß von Teilen der Empfangs- oder Senderkopplung ein Wellenausgleich erfolgt, so daß sowohl beim Empfang wie beim Senden mit gleicher Welle gearbeitet werden kann.

Ein der Empfängerspule entsprechender Teil der Senderkopplung in der Antenne wird während der Empfangszeiten kurzgeschlossen.

D. R. P. 319 396 derselben Gesellschaft. Vom 11. 4. 11, ausgegeben 4. 3. 20.

Schaltung für benachbarte Stationen der drahtlosen Telegraphie dadurch gekennzeichnet, daß in den Detektorkreis der Stationen eine Unterbrechervorrichtung eingeschaltet ist, die von der Wechselstromquelle der Gegenstation erregt, mit deren Perioden den Detektorkreis unterbricht bzw. den Detektor kurzschließt, wobei in die Leitung zwischen der Wechselquelle und dem Unterbrecher ein Phasenregler eingeschaltet ist, durch den die Zeitfolge zwischen den Funken an der ersten Station und den Unterbrechungen an der zweiten Station so geregelt wird, daß die Unterbrechungen vor Auftreten der Funken beginnen und nach deren Auftreten aufhören.

D. R. P. 319 398 derselben Gesellschaft. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 319 396. Vom 21. 10. 11, ausgegeben 10. 3. 20.

1. Unterbrecher für eine Schaltung nach Patent 319 396, dadurch gekennzeichnet, daß der Anker eine Schwingungszahl besitzt, die gegen die Wechselzahl der Wechselstrommaschine nach oben hin stark verstimmt ist.

K. P. 291 796. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 7. 10. 13, ausgegeben 26. 9. 19.

1. Empfangsschaltung für drahtlose Nachrichtenübermittlung zur Beseitigung des Einflusses störender Wellen, dadurch gekennzeichnet, daß derjenige Teil des Empfängers, welcher die Kopplung enthält, die die Energie direkt oder indirekt auf den Detektor überträgt, durch ein auf die störende Welle abgestimmtes System für diese (störende Welle) kurzgeschlossen wird.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Kurzschluß von Punkten gleicher Spannung und gleicher Phase des Empfangssystems abgezweigt ist, zum Zwecke, daß durch den Kurzschluß kein Einfluß auf die Abstimmung der Empfangswelle ausgeübt wird.

K. P. 297 908 derselben Patentinhaber. Zusatz zu vorstehendem K. P. 291 796. Vom 1. 10. 14, ausgegeben 29. 9. 19.

Empfangsschaltung nach Patent 291 796, dadurch gekennzeichnet,

daß das Kopplungsglied, welches die Antennenenergie direkt oder indirekt auf den Detektorkreis überträgt, gleichzeitig einen Kurzschluß für die Störwelle bildet.

K. P. 299 195 derselben Patentinhaber. Zusatz zu vorstehendem K. P. 297 908. Vom 16. 7. 15, ausgegeben 11. 10. 19.

Empfangsschaltung zur Störbefreiung für drahtlose Nachrichtenübermittlung nach Hauptpatent 297 908, dadurch gekennzeichnet, daß das Kopplungsglied an diejenigen Stellen des Primärsystems verlegt wird, an welchen für die Störwelle Erdpotential herrscht, um eine kapazitive Aufladung des Sekundärsystems durch die Störwelle zu vermeiden.

K. P. 299 092 derselben Patentinhaber. Vom 1. 8. 15, ausgegeben 20. 5. 19.

1. Verfahren, um mehrere Antennen für jede Frequenz voneinander unabhängig zu machen, dadurch gekennzeichnet, daß jede Antenne in ihren elektrischen Größenverhältnissen wiederholt wird und diese Wiederholungen entgegengesetzt wie die freien Antennen gekoppelt werden.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß jede bzw. eine Antenne mit ihrer Wiederholung zu einer Brücke ergänzt wird, um mit jeder oder einer Antenne mehrere voneinander unabhängige Wellen empfangen zu können.

K. P. 299 094 derselben Patentinhaber. Zusatz zu D. R. P. 274 925 (siehe Jahrb. **8**, 620). Vom 3. 10. 15, ausgegeben 10. 12. 19.

1. Verfahren und Schaltungsanordnung nach Patent 274 925 zum Abstimmen der Antenne auf mehrere voneinander unabhängige beliebige Wellen, dadurch gekennzeichnet, daß mit den stromlosen Brücken Hochfrequenzgeneratoren in Verbindung stehen zwecks gleichzeitigen Aussendens mehrerer Telegramme mit verschiedenen Wellenlängen bzw. verschiedenen Generatoren.

2. Ausführungsform des Verfahrens nach Anspruch 1 als Störsender, gekennzeichnet durch die Verwendung eines den sämtlichen Stromzweigen der Brückenschaltung gemeinsamen Hochfrequenzgenerators.

Empfängeranordnungen.

K. P. 297 907. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 11. 7. 14, ausgegeben 8. 9. 19.

Sekundärempfänger für transportable Stationen der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß er aus zwei für sich mechanisch unabhängigen und kongruenten Apparaten besteht, deren jeder

als einziges veränderliches Element eine Schiebespule und außerdem einen festen Abstimmkondensator und einen Blockkondensator nebst Anschlüssen für die Antenne, den Detektor und das Telephon enthält, wobei der Empfänger für Sekundärempfang durch bloße induktive Kopplung der beiden kongruenten Teile hergestellt wird, während jeder Teil für sich ohne weiteres für Primärempfang und bei Anschließen eines Summers für sich allein und in Verbindung mit einem zweiten Apparat zur Wellenmessung benutzt werden kann.

K. P. 298 441 derselben Gesellschaft. Zusatz zu vorstehendem K. P. 297 907. Vom 24. 7. 14, ausgegeben 10. 9. 19.

Empfänger für Stationen der drahtlosen Telegraphie nach Patent 297 907, dadurch gekennzeichnet, daß außer dem sehr großen Blockkondensator und dem Abstimmkondensator noch ein sehr kleiner Kondensator in dem Kreis angeordnet ist, der bei direktem Empfang als Schwungkondensator in der Antenne liegt, während er bei Sekundärempfang die Belassung einer größeren Selbstinduktion im Empfänger ermöglicht, die sowohl die Kopplung des Detektors zum Sekundärkreis, als auch die Kopplung des Sekundärempfängers zum Primärempfänger fester zu machen gestattet und dadurch die volle Lautstärke beim Sekundärempfang von kleinen Wellen ermöglicht.

K. P. 307 012 derselben Gesellschaft, ebenfalls Zusatz zu vorstehendem K. P. 297 907. Vom 16. 6. 15, ausgegeben 11. 9. 19.

Primär-Sekundär-Empfänger für tragbare Stationen der drahtlosen Telegraphie nach Patent 297 907, gekennzeichnet durch die Verwendung eines Einfachempfängers und eines Zusatzapparates, welch letzterer außer dem Antennenkreis diejenigen Elemente enthält, die nach direkter Verbindung mit dem Antennenkreis des Einfachempfängers einen geschlossenen Sekundärkreis ergeben, wobei die Abstimmelemente im Zusatzapparat und die des Einfachempfängers die gleichen Abmessungen und Werte besitzen.

K. P. 303 395 derselben Gesellschaft. Vom 3. 7. 17, ausgegeben 11. 9. 19.

1. Empfänger für drahtlose Telegraphie für primären und sekundären Empfang, dadurch gekennzeichnet, daß durch das bloße Zusammenschalten der Elemente des Zwischenkreises mit der unveränderten primären Detektorkopplungsspule der Übergang zu loserer Kopplung vollzogen wird.

Die unveränderte Detektorkopplungsspule wird mit einer zweiten die Kopplung zum Zwischenkreis vermittelnden Selbstinduktion hinter-

einandergeschaltet, so daß sie mit dieser ein aperiodisches System zwischen Antenne und Zwischenkreis bildet.

K. P. 298 077 derselben Patentinhaberin. Vom 24. 7. 14, ausgegeben 8. 9. 19.

1. Empfangsapparat für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß Änderungen der Windungszahlen von Spulen, welche aufeinander nicht induzieren sollen und daher senkrecht und symmetrisch zueinander gelegt werden, unter Aufrechterhaltung der Symmetrie vorgenommen werden, z. B. durch Ab- und Zuschalten stets gleicher Windungszahlen an beiden Enden der Spulen.

Zur Vermeidung von freien Schwingungen der Spulenenden werden die nicht benutzten Windungen kurzgeschlossen.

K. P. 298 402 derselben Gesellschaft. Vom 1. 1. 16, ausgegeben 30. 7. 19.

1. Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie, mit einem auf den ankommenden Ton abgestimmten Selektionskreis, dadurch gekennzeichnet, daß mit dem keine dämpfenden Einrichtungen enthaltenden Selektionskreis ein durch die ankommenden Schwingungen beeinflußter veränderlicher Widerstand so verbunden ist, daß er nach Aufhören eines Zeichens die Energie des Sektionskreises aufnehmen kann.

K. P. 298 404 derselben Gesellschaft. Vom 1. 10. 15, ausgegeben 28. 7. 19.

Empfänger für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß auf einer besonderen Grundplatte die Leitungsführung und der Aufbau der leicht auswechselbaren, durch besondere Traggestelle gestützten Apparate erfolgt, derart, daß die abnehmbare Tischplatte lediglich als äußerer Abschluß und Leitungsschutz dient.

K. P. 298 469 derselben Gesellschaft. Vom 15. 8. 15, ausgegeben 10. 9. 19.

1. Empfänger für drahtlose Telegraphie mit großem Wellenbereich für mehrere Antennen und mehrere abgestimmte Kreise, dadurch gekennzeichnet, daß durch das Austauschen der geeichten Skalen für die kontinuierlich variablen Abstimmittel zwangläufig sowohl die Wahl der Antenne, als auch die erforderlichen Umschaltungen von Kapazitäts- und Selbstinduktionsstufen in dem geschlossenen Kreise und in der Antenne erfolgen.

Die durch das Austauschen der Ablesevorrichtung verursachte Bewegung wird durch Räder, Hebel, Seilrollen o. dgl. auf die Gruppenschalter bzw. den Antennenwähler übertragen.

K. P. 298 534 derselben Gesellschaft. Vom 16. 11. 15, ausgegeben 9. 9. 19.

1. Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie mit Einrichtung für die wahlweise Benutzung von direktem (aperiodischem) und Sekundärempfang, dadurch gekennzeichnet, daß die Einstellung der Kopplung sowohl zwischen Antenne und Detektorkreis als auch zwischen Antenne und Sekundärkreis mit einem und demselben mechanischen Mittel erfolgt, wobei diejenigen Elemente, welche zur Verwandlung eines aperiodischen Kreises in einen abgestimmten Kreis notwendig sind, zwangläufig dann hinzugeschaltet werden, sobald eine genügend lose Kopplung erreicht ist.

K. P. 299 614 derselben Gesellschaft. Vom 7. 3. 17, ausgegeben 15. 9. 19.

1. Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, bei der zur Beseitigung von Störungen ein geteiltes Empfangssystem benutzt und die in den Teilen vorhandene Störungsenergie kompensiert wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Energie aus dem Raume mittels einer einzigen zweiwellig gemachten Antenne aufgenommen und mittels zweier einzeln auf die beiden Wellen abgestimmten und lose mit der Antenne gekoppelten Sekundärsysteme so geteilt wird, daß das eine Sekundärsystem nur Störungsenergie, das andere Störungsenergie und Signalenergie enthält, zum Zwecke, auch die von atmosphärischen Einflüssen herrührenden Störungen trennen und vollkommen kompensieren zu können.

K. P. 299 723 derselben Gesellschaft. Vom 7. 3. 17, ausgegeben 11. 9. 19.

1. Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß für aperiodischen Empfang und für Zwischenkreisempfang eine bewegliche Antennenspule verwendet wird, welche auf zwei feststehende sekundäre Spulen induziert, von denen die eine für aperiodischen, die andere für Zwischenkreisempfang benutzt wird.

K. P. 301 741 derselben Gesellschaft. Vom 25. 7. 17, ausgegeben 15. 9. 19.

Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß durch einen mit der Antenne verbundenen geschlossenen Schwingungskreis oder ein Schwingungssystem eine Zerlegung in zwei oder mehrere Wellen hervorgerufen wird, die so nahe beieinanderliegen, daß nur eine Verbreiterung der Resonanzkurve erzielt wird.

K. P. 302 414 derselben Gesellschaft. Vom 16. 8. 17, ausgegeben 19. 9. 19.

1. Empfangsapparat für drahtlose Telegraphie, insbesondere für kurze Wellen, gekennzeichnet durch eine Montageplatte aus nichtmagnetischem Metall, auf der alle oder gewisse Teilapparate befestigt sind.

Hierdurch soll die Kapazitätsempfindlichkeit, durch die namentlich der Interferenzempfang bei kleinen Wellen erschwert wird, beseitigt werden.

K. P. 297 935. Dr. Hans Riegger in Flensburg. Vom 16. 6. 14, ausgegeben 10. 12. 19.

Verfahren zum Empfang elektrischer Wellen mit einem gekoppelten Empfänger, dadurch gekennzeichnet, daß die Dekremente der beiden Empfangssysteme (d_2, d_3) stark voneinander verschieden gewählt, die Koppelung (Koeffizient K) sehr enge gemacht und die Eigenfrequenzen (N_2, N_3) der Empfangssysteme sehr stark gegeneinander verstimmt werden, wobei die Dekremente, die Koppelung und Frequenzen der Empfangssysteme und die Frequenz des Senders (N) in der folgenden Beziehung zueinander stehen:

$$\frac{N_2^2}{N^2} - 1 = -\frac{(+)1}{\pi}\sqrt{\frac{d_2}{d_3}(\pi^2 K^2 - d_2 d_3)}$$

$$\frac{N_3^2}{N^2} - 1 = -\frac{(+)1}{\pi}\sqrt{\frac{d_3}{d_2}(\pi^2 K^2 - d_2 d_3)}$$

K. P. 300 781. Firma Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg. Vom 1. 1. 16, ausgegeben 12. 7. 19.

1. Veränderlicher elektrischer Schwingungskreis, dadurch gekennzeichnet, daß die Wellenlängenänderung durch mehrere mechanisch miteinander verbundene, und an verschiedenen Stellen des Schwingungssystems in Tätigkeit tretende Kondensatoren erfolgt.

K. P. 300 785 derselben Firma. Vom 13. 5. 15, ausgegeben 17. 10. 19.

Empfangsapparat für die drahtlose Zeichenübertragung, dadurch gekennzeichnet, daß der Luftleiter mit einem geschlossenen, einen gleichmäßig veränderlichen Kondensator enthaltenen Schwingungskreise direkt oder induktiv fest gekoppelt wird und an einem geringeren Teil von Selbstinduktion liegt als der Kondensator des gekoppelten Kreises zu dem Zwecke, den bei Änderung des letzteren sich ergebenden Wellenbereich zu erweitern.

K. P. 301 662 derselben Firma. Zusatz zu vorstehendem K. P. 300 785. Vom 29. 7. 15, ausgegeben 13. 10. 19.

Empfangsapparat für drahtlose Zeichenübertragung gemäß Haupt-

patent 300 785, gekennzeichnet durch eine derartige Anordnung der Anschlußpunkte an der Selbstinduktion, daß bei der Umschaltung auf längere Wellen der Luftleiter an einen geringeren Teil der Selbstinduktion angelegt wird als denjenigen, an dem der Kondensator bei dem vorhergehenden Wellenbereich angeschlossen war.

K. P. 301 663 derselben Firma, ebenfalls Zusatz zu vorstehendem K. P. 300 785. Vom 29. 7. 15, ausgegeben 13. 10. 19.

Empfangsapparat für drahtlose Zeichenübertragung gemäß Hauptpatent 300 785 dadurch gekennzeichnet, daß in die Erdverbindung oder den Luftleiter ein Schalter gelegt wird zu dem Zwecke, in einfacher Weise den im allgemeinen parallel zur Selbstinduktionsspule liegenden Kondensator des geschlossenen Schwingungskreises zwecks Wellenverkürzung in Reihe mit einem Teil der Selbstinduktion schalten zu können.

Empfangsschaltungen.

K. P. 298 894. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 21. 4. 16 (ausgegeben am 9. 10. 19).

1. Empfangsschaltung für die Zwecke der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß Teile der für die Vergrößerung des Wellenbereiches erforderlichen Selbstinduktionsspule als Kopplungsspule für den Detektorkreis dienen.

K. P. 298 475 derselben Gesellschaft und Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde. Vom 22. 9. 14 (ausgegeben am 9. 10. 19).

1. Schaltung zum störungsfreien Empfang mit zwei oder mehreren miteinander gekoppelten abgestimmten Kreisen, dadurch gekennzeichnet, daß beim Empfang langer Wellen ein Kopplungsglied, dessen Kopplung für kurze Wellen loser wird, und beim Empfang kurzer Wellen ein Kopplungsglied, dessen Kopplung für lange Wellen loser wird, in Wirkung tritt.

K. P. 299 114 derselben Patentinhaber. Zusatz zu vorstehendem K. P. 298 475. Vom 24. 2. 15 (ausgegeben am 9. 10. 19).

1. Ausführungsform der Empfangsschaltung nach Patent 298 475 unter Verwendung einer Differentialschaltung, dadurch gekennzeichnet, daß sämtliche zur Einstellung der — kapazitiven oder induktiven bzw. galvanischen — Kopplung dienenden Glieder veränderlich gemacht werden.

K. P. 299 115 ebenfalls Zusatz dazu. Vom 27. 11. 14 (ausgegeben am 30. 9. 19).

Schaltung zum störungsfreien Empfang mit zwei miteinander ge-

koppelten abgestimmten Kreisen nach Patent 298475, dadurch gekennzeichnet, daß ein Schalter vorgesehen ist, durch den man wahlweise bei Störung durch kürzere Wellen für die zu empfangende Welle kapazitive Kopplung, bei Störungen durch längere Wellen induktive Kopplung, bei Störungen durch stark gedämpfte Wellen galvanische Kopplung verwenden kann.

K. P. 299093 derselben Patentinhaber. Vom 27. 10. 14 (ausgegeben am 9. 10. 19).

1. Empfangsanordnung für drahtlose Nachrichtenübermittlung unter Verwendung einer in Stufen veränderlichen Selbstinduktion, dadurch gekennzeichnet, daß die Abstimmung des gesamten Wellenbereiches, welchen die Empfangsanordnung beherrscht, durch ein einziges Schaltorgan (Abstimmschalter) zur Veränderung und Aufsuchung der Wellenlänge in die Wellenlänge immer um denselben Prozentsatz ändernden Stufen erfolgt, so daß auch im ungünstigsten Falle bei einer gewissen Verstimmung stets Empfang vorhanden ist.

K. P. 299095 derselben Patentinhaber. Vom 11. 11. 14 (ausgegeben am 14. 10. 19).

1. Empfangsanordnung für drahtlose Nachrichtenübermittlung unter Verwendung von zwei oder mehr Empfangskreisen, dadurch gekennzeichnet, daß beim Übergang von Primärempfang auf Sekundärempfang der Luftdraht durch einen Kondensator ersetzt wird, die bisherige Primäranordnung als Sekundärkreis Verwendung findet und der Luftdraht auf ein neues Primärsystem geschaltet wird.

K. P. 305085 derselben Patentinhaber. Vom 4. 5. 15 (ausgegeben am 17. 10. 19).

Empfangsschaltung lose gekoppelter Systeme für drahtlose Telegraphie, bei welcher zur Verhinderung von Ladeströmen oder Vermeidung ihrer schädlichen Wirkung Kondensatoren (veränderliche Sperrkondensatoren) in der Verbindungsleitung zwischen Primär- und Sekundärsystem vorgesehen und die Verbindungsleitungen sowohl im Primär- als auch im Sekundärkreis von Kapazitäten abgezweigt sind, dadurch gekennzeichnet, daß die Wellenlänge im Luftdraht wie im Sekundärkreis durch Änderung der Selbstinduktion eingestellt wird, während das Verhältnis der Luftdrahtkapazität zum Abzweigkondensator dasselbe ist wie das Verhältnis der beiden entsprechenden Kondensatoren des Sekundärkreises, zu dem Zweck, bei Veränderung der Wellenlänge die Kopplung konstant zu halten oder bei Änderung der Sperrkondensatoren die Kopplung unabhängig von der Wellenlänge zu ändern.

K. P. 303804 derselben Patentinhaber. Vom 30. 1. 17 (ausgegeben am 13. 10. 19).

1. Empfangsschaltung, bei welcher zur Aufnahme der Energie eine Schleifenantenne Anwendung findet und die Abstimmung nur durch Kondensatoren erfolgt, dadurch gekennzeichnet, daß bei Vermeidung von Selbstinduktion im Primärkreis hohe Spannungen für den Detektor transformatorisch gewonnen werden.

Literaturverzeichnis.

Alexanderson, E. F. W., Proc. Amer. Inst. El. Eng. 38, S. 1077, 1919. Ref. Telegr. and Teleph. Age 37, S. 506, 1919; Rad. Rev. 1, 6, S. 295, 1920. Transatlantic Radio Communication.

Ann. des Postes, Télégr. et Téléph. 8, S. 551, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 410, 1920. A. Method of Demonstrating the Edison Effect.

Austin, Louis W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 1, S. 164, 1920. Calculation of Antenna Capacity.

de Bellescize, Henri, Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 325, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 388, 1920; Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 1, S. 18, 1920. Messung und Vergleichung der Energien im Empfänger der drahtlosen Telegraphie.

van der Bijl, H. J., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 603, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 351, 1920. On the Detecting Efficiency of the Thermionic Detector.

Blondel, A., Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 427, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 305, 1920. On Blondels and Toulys New Arrangements of Potentiometric Amplifiers.

Broadwood, L. A. T., Rad. Rev. 1, 8, S. 385, 1920. Harmonics in C. W. Transmission.

Brown, D. S., Rad. Am. News 1, S. 60, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 308, 1920. Loop Antennae and Direction Finders for Amateur Use.

Carbenay, F., Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 579, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 397, 1920. Theory of the Operation of the Audion Detector.

Clement, L. M., Ever. Eng. Mag. 8, S. 112, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 304, 1919. The Problems of Vacuum Tube Circuits. — The Audion as a Detector.

Clinker, R. C., Rad. Rev. 1, 6, S. 292, 1920. A Portable Set, and some Properties of C. W. Circuits.

Coventry, W. R., Rad. Am. News 1, S. 293, 1919. New Radio Dynamic Controlling System.

Depriester, R., Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 619, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 294, 1920. The Use of Amplifiers for the Measurement of Small Differences of Potential.

Dornig, W., Electrot. Ztschr. 41, 21, S. 420, 1920. Hochfrequenzmaschinen.

Doyle, E. R., El. Exp. 7, S. 543, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 410, 1920. Radio Problems in Aviation.

Drysdale, C. V., Electrician 84, 5, S. 108, 1920. A Universal Inductance and Capacity Testing Bridge (Concluded).

Eccles, W. H., Rad. Rev. 1, 6, S. 283, 1920. Measurement of the Chief Parameters of Triode Valves.

Eckersley, P. P., Rad. Rev. 1, 7, S. 338; 8, S. 383, 1920. Duplex Wireless Telephony: Some Experiments on its Application to Aircraft.

Ehrenborg, G. Bramwell, ebenda 7, S. 329; 8, S. 375. Damped Oscillations in Coupled Circuits.

El. Exp. 7, S. 426, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 347, 1920. The „Fog-Warning“ Radiotelephone.

El. Rev. 85, S. 721, 1919. Wireless Railway Signals.

Elektrot. Ztschr. 41, 21, S. 416, 1920. Die drahtlose Telegraphie in Nordamerika.

— ebenda S. 420. Fessenden und die Richtungsfinder der drahtlosen Telegraphie.

Ever. Eng. Mag. 8, S. 106, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 295, 1920. The L. C.-Table and how to Use it.

— ebenda S. 109. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 399, 1920. The U. S. Navy Radio Compass.

Fielding, E. W., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 1, S. 59, 1920. Long Distance Radio Communication in Chile.

Fleming, J. A., Nature 104, S. 239, 1919. Progress of Electrical Invention.

Fortescue, C. L., El. Rev. 85, S. 700, 1919. The Design of Multiple Stage Amplifiers.

Gherardi, B. and **F. B. Jewett**, Proc. Amer. Inst. El. Eng. 38, S. 1255, 1919. Electrician 84, 19, S. 517; 20, S. 543; 21, S. 571,1920. Telephone Repeaters.

Gill, F. M., Rad. Am. News 1, S. 282, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 409, 1920. Some Foreign Apparatus.

Green, E., Rad. Rev. 1, 6, S. 276, 1920. The Effect of the Potential Drop of a Valve on its Sensitiveness as a Detector.

Gutton, C., Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 365, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 300, 1920. Wireless Telegraphy and Telephony by Three-Electrode-Valves.

Harper, E., Post Off. El. Eng. Journ. 12, S. 155, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 407, 1920. The Wireless Equipment of ex-German Submarines.

Hawkins, R. S., Rad. Am. News 1, S. 278, 1919. The Construction of Vacuum Tubes.

Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 6, S. 279, 1920. The Coupling of Multiple Stage Amplifiers.

— ebenda 7, S. 336. The Production of a Single Frequency in Spark Transmitters.

— ebenda 8, S. 381. The Upper Atmosphere and Radio-Telegraphy.

Johnson, T., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 1, S. 3; 2, S. 87, 1920. Naval Aircraft Radio.

Jones, E. T., Rad. Am. News 1, S. 274, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 407, 1920. Underground Radio made possible for Amateurs.

Jordan, F. W., Rad. Rev. 1, 6, S. 288, 1920. A Method of Measuring the Amplification of a Radio-Frequency Amplifier.

Kolster, F. A., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 648, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 7, S. 345, 1920. Reinforced Harmonics in High-Power Arc Transmitters.
Latour, M., Rev. Gén. de l'Él. **6**, S. 709, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 349. 1920. Amplifiers.
Lombardi, L., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 636, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 7, S. 344, 1920. Harmonic Oscillations in Directly Excited Antennas used in Radiotelegraphy.
Mallett, E., Post Off. El. Eng. Journ. 12, S. 134, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 8, S. 397, 1920. A Simplified Theory of the Valve Amplifier.
Martin, F., L'Électricien **49**, S. 132, 1919. A New Amplifying Relay.
Maurer, P., ebenda S. 181 Earth Telegraphy.
Micchiardi, B., G. Pession and **G. Vallauri,** Proc. Inst. Rad. Eng. **8**, 2, S. 142, 1920. The Radio Telegraphic Station at Rome (San Paolo).
Miller, John M., ebenda 1, S. 64. The Dependence of the Amplification Constant and Internal Plate Circuit Resistance of a Three-Electrode Vacuum Tube upon the Structural Dimensions.
Morecroft, John H., ebenda 7, S. 652, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 7, S. 343, 1920. Further Discussion on „Electric Oscillations in Antennas and Induction Coils", by J. M. Miller.
— ebenda 8, S. 75, 1920. An Experiment on Impulse Excitation.
Nature, La 47, S. 374, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 8, S. 408, 1920. The Large French Wireless Stations during the War.
— ebenda S. 387. Ref. Rad. Rev. **1**, 8, S. 408, 1920. The Technical Progress in Large Wireless Stations.
Pestarini, L'Elettrotecnica **6**, S. 481, 1919. Ref. Science Abstracts **22 B**, No. 775; Rad. Rev. **1**, 6, S. 311, 1920. Circuits for Undamped Oscillations.
Prince, C. E., Rad. Rev. **1**, 6, S. 281; 7, S. 341, 1920. Wireless Telephony on Aeroplanes.
Prometheus 31, 31, S. 247, 1920. Funkensprache aus anderen Welten?
Rad. Am. News 1, S. 276, 1919. The New Brunswick Radio Station.
Rad. Rev. 1, 6, S. 293, 1920. A Wireless Calling Up System for use on Ships.
Rankine, A. O., La Nature 47, S. 307, 1919. Light Telephony.
Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 558, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 354, **1920**. Wireless Telegraphy and the Solar Eclipse of May 28th.
Ryan, L., El. Exp. 7, S. 516, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 310, **1920**. Airplane Antenna Reels.
Schmitt, C., L'Électricien **49**, S. 204, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 303, 1920. Modulators for Radiotelephony.
Schwarzhaupt, P., Telefunken-Ztg. **4**, 20, S. 7, 1920. Das Hochfrequenz-Fernamt.
Scientific American 121, S. 457, 1919. Remarkable Amplification.
Scott-Taggart, J., El. Rev. 85, S. 710, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 299, 1920. A Vacuum Tube Transmitter of Continuous Waves.
Smith, T. Vincent, ebenda S. 457. Wireless in the R. A. F. during the War.
Smith, F. E. and **H. C. Napier,** Rad. Rev. 1, 6, S. 287, 1920. On the Measurement of Amplification given by Triode Amplifiers at Audible and at Radio Frequencies.

Telefunken-Ztg. 4, 20, S. 5, 1920. Mehrfach-Telegraphie und -Telephonie mit hochfrequenten Wechselströmen.

Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 1, S. 19, 1920. (Ref. über Phys. Rev. 1919, Heft XIII, S. 404.) Ein Ersatzschema für die Kathodenröhre.

Tesla, N., El. Exp. 7, S. 229, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 6, S. 311, 1919. Electrical Oscillators.

— ebenda S. 516. Can Radio ignite Balloons?

Thurn, H., Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 1, S. 16, 1920. Ist die drahtlose Telegraphie als Verkehrsmittel für Überlandzentralen geeignet?

Townsend, J. S., Rad. Rev. 1, 8, S. 369, 1920. Oscillations obtained by Coupling a Secondary Circuit with a Continuous Wave Valve Oscillator.

Turner, L. B., ebenda 7, S. 317, 1920. The Kallirotron, an Aperiodic Negative Resistance Triode Combination.

Tykocinski-Tykociner, J., Phil. Mag. **39**, 231, S. 289, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 386, 1920. The Mandelstam Method of Absolute Measurement of Frequency of Electrical Oscillations.

Vie del Mare e dell' Aria 3, S. 266, 1919. Ship Radiogoniometers-Fixed or Rotating Aerials?

Vincent, J H., Rad. Rev. 1, 6, S. 285, 1920. On some Experiments in which two neighbouring maintained Oscillatory Circuits affect a Resonating Circuit.

Weinberger, J. and **C. Dreher,** Proc. Inst Rad. Eng. 7, S. 584, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 7, S. 344, 1920. An Oscillation Source for Radio Receiver Investigations.

Whitney, C. L., Rad. Am. News 1, S. 283, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 388, 1920. Experiments with Loop Antennae.

Williams, N. H and **J. M. Cork,** El. World 74, S. 937, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 8, S. 398, 1920. Waveform obtained from the Aluminium Rectifier.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreis erbeten.

XXVI. Jahresversammlung des Elektrotechnischen Verbands. In der Zeit vom 23.—27. September 1920 findet in Hannover die 26. Jahresversammlung des Verbands Deutscher Elektrotechniker statt.

Von den zahlreichen Vorträgen seien hervorgehoben: Sonnabend, den 25. September, Dr. ing. h. c. Graf Arco: Die drahtlose Nachrichtenübermittlung für Überlandwerke; K. W. Wagner: Das Mehrfach-Fernsprechen und Telegraphieren auf Leitungen mit Hochfrequenz.

Einladung zur 86. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte. Am 19. September d. J. tritt zum erstenmal nach dem Kriege, die Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Bad Nauheim zusammen. Für die allgemeine Sitzung am Montag, den 20., vormittags, sind zusammenfassende Vorträge von Chemikern und Medizinern über die Stickstoff-Frage vorbereitet. Die Sitzung der Naturwissenschaftlichen Hauptgruppe am Dienstag, den 21., vormittags, ist den neueren Forschungen über Atomstruktur gewidmet Es werden sprechen: P. Debye (Zürich) über die experimentellen und theoretischen Methoden zur Erforschung des Atombaues im allgemeinen; J. Franck (Berlin) über die spektroskopischen Tatsachen und die Methode der Elektronenstöße; W. Kossel (München) über die chemischen

Anwendungen der Atomstruktur. Für Donnerstag, den 28., vormittags, ist eine gemeinsame Sitzung mit der Mathematischen Sektion über Relativitätstheorie in Aussicht genommen.

Einführende der Physikalischen Abteilung sind die Mitunterzeichneten, W. König in Gießen und R. Wachsmuth in Frankfurt a. M. An diese werden Anmeldungen von Vorträgen erbeten. Die Anmeldungen wegen Unterkunft in Nauheim sind an die Nauheimer Geschäftsleitung zu richten. Über den Preis der Teilnehmerkarte (in Aussicht genommen ist 40 Mark) schweben noch Verhandlungen. Der Vorstand der Naturforschenden Gesellschaft bemüht sich um Ermäßigung der Fahrpreise. Die Nauheimer Geschäftsleitung verspricht für möglichste Preisermäßigung von Wohnung und Verpflegung zu sorgen. Ob die Physikalische Abteilung ausschließlich in Nauheim tagen oder für einen Teil der Verhandlungen nach Gießen übersiedeln wird, ist noch unentschieden und wird von der Gestaltung des Vortragsprogramms abhängen. Die Gesellschaft für technische Physik wird eine besondere Abteilung der Naturforscherversammlung bilden und in ihren Veranstaltungen mit der Physikalischen Abteilung Fühlung nehmen.

Ganz besonders sei auf die wichtigen geschäftlichen Fragen hingewiesen, welche von den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft bei der Nauheimer Tagung zu entscheiden sein werden. Sie betreffen teils die Neuordnung des physikalischen Zeitschriftenwesens, teils die Organisation der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und (vgl. § 5 der Satzungen) die Wahlen. Zahlreiches Erscheinen, auch der jüngeren Mitglieder, ist dringend erwünscht, damit die Deutsche Physikalische Gesellschaft bei dieser ersten, durch die Satzungen vorgesehenen Wanderversammlung möglichst vollständig vertreten ist.

gez. A. Sommerfeld, München,
Vorsitzender der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

gez. W. König, Gießen, gez. R. Wachsmuth, Frankfurt a. M.,
Einführende der Abteilung für Physik.

Am 29. Mai 1920 wurde in Amsterdam eine Niederländische Radio-Gesellschaft gegründet, die ein Mittelpunkt von wissenschaftlichen Bestrebungen auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie in Holland sein wird. Der Vorstand besteht aus folgenden Herren:

Prof. Dr. Ihr. G. J. Elias, Präsident, Dr. Balth. v. d. Pohl, Vize-Präsident, Ir. H. Nordlohne, Sekretär, A. Dubois, Schatzmeister, H. Wesselius Ir. Redakteur. Anschrift des Sekretariats W. Barentzstraat 8, Utrecht.

Persönliches. Am 8. Juli starb der ehemalige Direktor des Physikalischen Staatslaboratoriums in Hamburg Prof. Dr. A. Voller im 78. Lebensjahr.

Prof. Augusto Righi starb Anfang Juni im 70. Lebensjahr in Bologna.

Ministerialdirektor Dr. h. c. Bredow, früher Direktor der Telefunken-Gesellschaft, der bisher die Funkentelegraphie beim Postministerium leitete, hat die Leitung der gesamten Telegraphie und des Fernsprechwesens übernommen.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

Band 16. September 1920. Heft 3.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Radaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Die Braunsche Rahmenantenne.
I. Selbstinduktion, Kapazität, Eigen- und Oberwellen.

Von A. Esau.

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie [Telefunken] Berlin.)

Mit dem Namen „Braunsche Rahmenantenne" hat man zu Ehren des um die Entwicklung der drahtlosen Telegraphie hochverdienten Forschers F. Braun den geschlossenen Luftleiter bezeichnet. Wenn ihn auch bereits Pickard im Jahre 1907 für Empfangszwecke praktisch benutzt hat, so gebührt Braun doch das Verdienst, die elektrischen Eigenschaften derartiger Gebilde in einer Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen geklärt zu haben.

Mit der Frage der Verwendbarkeit geschlossener Luftleiter als Empfänger für drahtlose Zwecke haben sich vor Braun bereits eine Reihe anderer Forscher befaßt. Auf Grund der Tatsache, daß die mit diesen Anordnungen erzielbaren Reichweiten sehr weit hinter den mit den normalen, offenen Antennen erreichten zurükbleiben, glaubten sie alle die Aussichten für ihre Einführung in die Praxis als sehr gering bewerten zu müssen.

Auch Braun erhielt bei seinen im Jahre 1913[1]) mit geschlossenen Luftleitern ausgeführten Empfangsversuchen von der verhältnismäßig starken und nahe gelegenen Sendestation des Eiffelturmes nur kleine Zeichenlautstärken. Der von ihm verwendete Rahmen von 3 m Seitenlänge und etwa 30 Windungen erweist sich heute als völlig ausreichend für die einwandfreie Aufnahme der mehr als 6000 km entfernten amerikanischen Großstationen während des größten Teiles des Jahres.

Welchem Umstande muß diese Vergrößerung der Reichweite, durch die die Rahmenantenne erst praktische Bedeutung erlangt hat, zugeschrieben werden?

Die Möglichkeit, die Hochfrequenzströme in außerordentlich weitgehendem Maße mittels Kathodenröhren zu verstärken, liefert die Erklärung für die geringe Bewertung des Rahmens zu einer Zeit, wo eine Verstärkung noch unbekannt war und die großen Erfolge, die in der neuesten Zeit mit ihm erzielt worden sind.

Die Anwendungsgebiete der Rahmenantenne, ihre Vorzüge den

1) F. Braun, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 8. S. 1, 1914.

offenen Antennen gegenüber und ihre Leistungen habe ich bereits in einer früheren Arbeit[1]) behandelt. Zweck und Ziel der vorliegenden Untersuchung soll sein die Aufstellung von Formeln für die Abhängigkeit der elektrischen Konstanten des Rahmens — Induktivität, Kapazität, Eigenwelle — von seinen Abmessungen.

Ihre Kenntnis ist unerläßlich für die Berechnung und Dimensionierung von Rahmen, die bestimmten Anforderungen in bezug auf vorgeschriebene Empfangsbereiche genügen sollen.

Die für die Abstimmschärfe maßgebende Dämpfung des Rahmens bedarf bei der hier verwendeten Spulenform ebenfalls einer eingehenden Untersuchung.

Des weiteren soll näher eingegangen werden auf die von einer Rahmenantenne aus dem Strahlungsfelde aufgenommenen Energie in Abhängigkeit von den elektrischen Konstanten des Rahmens und seiner Stellung im Raum (Richtwirkung).

Bei der Vereinigung mehrerer Einzelempfangsanlagen auf möglichst kleinem Raum in einer Zentralanlage, wofür die Rahmenantennen wie keine anderen Luftleiterformen geeignet sind, treten bei Überschreiten bestimmter Minimalentfernungen schädliche gegenseitige Beeinflussungen zwischen den Einzelanlagen auf, die unbedingt vermieden werden müssen. Sie rühren her von der Kopplung zwischen zwei oder mehreren Luftleitern, deren Größe gewisse Beträge nicht überschreiten darf. Sie läßt sich, wie nachgewiesen werden soll, in einer für die Praxis sehr bequemen Form ausdrücken und berechnen.

Aber nicht nur für die drahtlose Technik dürfte die Untersuchung von Interesse sein. Ihre Resultate bilden eine Ergänzung der Drudeschen Arbeit[2]) über die Eigenschwingungen von Spulen, im besonderen für den Fall von im Verhältnis zum Durchmesser sehr kurzen Spulen und geringer Windungszahl.

Sie gestatten ferner die Prüfung des Gültigkeitsbereiches der Lenzschen Formeln[3]) für die Berechnung der Eigen- und Oberwellen von Spulen, und zwar unter Verhältnissen, die bisher noch nicht untersucht worden sind.

An anderer Stelle beabsichtige ich demnächst ausführlich hierauf einzugehen und auch den Fall anderer Spulenformen (mehrlagige usw.) zu betrachten.

---

1) A. Esau, Elektrotechnik und Maschinenbau 1919.
2) A. Drude, Ann. d. Phys. 9, S. 293, 1902.
3) Lenz, Ann. d. Phys. 43, S. 749, 1914.

Auf die bis zum Jahre 1913 erschienene Literatur über geschlossene Luftleiter brauche ich nicht näher einzugehen, da sie in der bereits angeführten Untersuchung von Braun eingehend erörtert worden ist. Die neueren Arbeiten[1]) werden in den einschlägigen Abschnitten angeführt und besprochen werden.

A. Der Selbstinduktionskoeffizient der Rahmenantenne.

a) Quadratischer Windungsquerschnitt.

Wir setzen einen Rahmen voraus von quadratischem Windungsquerschnitt, wie er in der Praxis wohl allgemein angewendet wird. Seine Seitenlänge sei a, die Windungszahl n, die Ganghöhe g und der Drahtdurchmesser 2ϱ.

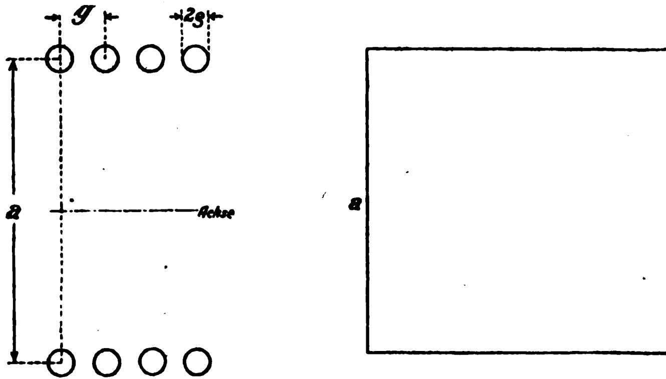


Fig. 1.

Der Selbstinduktionskoeffizient L ist dann berechenbar nach der von mir in einer früheren Arbeit[2]) abgeleiteten Formel

$$L = a\,n\,S$$

wo zur Abkürzung

$$S = S_1 + S_2$$

$$S_1 = 8\left(\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right)$$

1) F. Braun, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **9**, S. 1, 1915; E. Bellini, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **11**, S. 270, 281, 1917; W. Burstyn, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **13**, S. 362, 378, 1919.

2) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **14**, S. 280, 1919.

$$S_2 = 8\,(n-1)\left(\ln\frac{a}{g} - 0{,}774\right) = \frac{A}{n} + \frac{n^2-1}{3}\,\frac{g}{a} - 0{,}043\,\frac{n\,(n^2-1)}{6}\,\frac{g^2}{a^2}$$

gesetzt worden ist.

Zwecks Vereinfachung der Rechnung sind für die Größen S_1 und S_2 die folgenden Tabellen berechnet worden.

$$S_1 = f\left(\frac{a}{\varrho}\right)$$

$\frac{a}{\varrho}$	S_1
400	44,74
800	49,29
2000	56,6
4000	61,2
10000	69,5
20000	75,0
40000	80,6
80000	86,2
120000	89,4

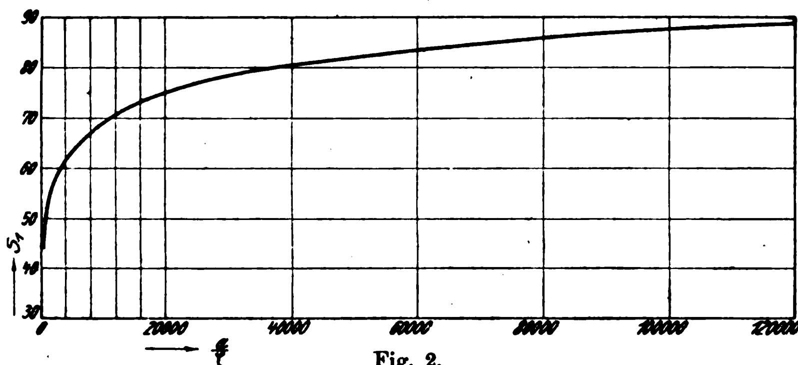


Fig. 2.

$$S_2 = f\left(\frac{g}{a}, n\right) \qquad \left(\frac{g}{a} = e\right)$$

$e =$	0,002	0,004	0,008	0,01	0,02	0,04
$n =$ 2	43,5	38,0	32,5	30,7	25,8	19,9
4	120,7	104,2	87,7	82,4	66,2	50,5
6	190,0	162,6	135,0	126,3	99,5	73,9
8	253,9	215,5	177,3	165,0	128,0	92,8
10	313,9	264,7	215,7	200,1	152,9	108,6
12	370,9	310,9	251,1	232,2	175,1	122,1
14	425,0	354,2	283,5	261,7	195,1	133,5
16	477,0	395,5	314,2	289,2	213,2	143,1
18	527,0	434,9	343,1	315,0	229,7	151,8
20	575,4	472,6	370,4	339,1	244,9	159,1
25	689,7	560,2	432,5	393,6	277,8	173,3

Die nebenstehenden Figuren geben ein Bild von dem Verlauf der beiden Funktionen $S_1 = f\left(\frac{a}{\varrho}\right)$ und $S_2 = f(c, n)$. Für eine Rahmenantenne von 6 Windungen, deren Seitenlänge $a = 10$ m; $g = 0,2$ m

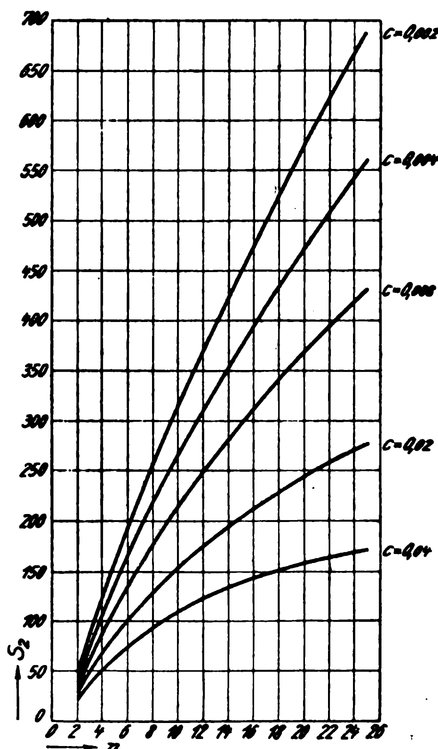


Fig. 3.

und $2\varrho = 0,2$ cm betragen, ergibt sich aus obigen Tabellen der Selbstinduktionskoeffizient

$$L = 1000 \cdot 6 \ (69,52 + 99,52) = 1,014 \cdot 10^6 \text{ cm}$$

Unter der Annahme einer Seitenlänge von 40 bzw. 80 m bei im übrigen unveränderten Abmessungen wird

$$L = 5,772 \cdot 10^6 \text{ cm bzw. } L = 1,312 \cdot 10^7 \text{ cm}$$

Rahmenantenne mit einer einzigen Windung.

Besteht die Rahmenantenne aus einer einzigen Windung, so vereinfacht sich die obige Formel zu

$$L = a\,S_1 = a\,f\left(\frac{a}{\varrho}\right)$$

da für $n = 1$ der zweite Sumand $S_2 = 0$ wird.

Die folgende Tabelle enthält einige Selbstinduktionswerte solcher Rahmen für verschiedene Seitenlängen, wobei der Drahtdurchmesser $2\varrho = 0{,}2$ cm angenommen worden ist.

a	L
m	cm
1	4 550
5	29 120
10	63 900
40	316 800
80	678 400

Die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten eines aus n Windungen bestehenden Rahmens nach der Näherungsformel

$$L = (a \cdot S_1)\,n^2$$

ergibt, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, Werte, die so erheblich von den nach der exakten Formel berechneten ($L\,e$) abweichen, daß sie selbst bei Verzicht auf Genauigkeit nicht angewendet werden sollte.

$L\,e$	$L\,n$
cm	cm
$1{,}014 \cdot 10^6$	$2{,}3 \cdot 10^6$
$5{,}772 \cdot 10^6$	$1{,}14 \cdot 10^7$
$1{,}312 \cdot 10^7$	$2{,}44 \cdot 10^7$

Der Berechnung sind die vorhin angegebenen Rahmenabmessungen $n = 6$; $\varrho = 0{,}2$ cm; $a = 10$, 40, 80 m zugrunde gelegt worden.

Einfluß der Zuleitungen zum Rahmen.

Da bei den Rahmenantennen die Abstimmittel vielfach nicht unmittelbar an die Rahmenenden angeschlossen werden können, so muß man bei der Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten noch den Einfluß der Zuleitungen in Betracht ziehen (siehe Fig. 4).

Daraus ergibt sich eine zusätzliche Selbstinduktion, die hervorgerufen wird durch die Leiterstücke $A\,F$ und $C\,E$ einerseits und $A\,B$ bzw. $C\,D$ andererseits.

Bezeichnet man $A\,B$ mit l, den Abstand der parallelen Strecken $A\,B$

und CD mit d, den Drahtdurchmesser mit 2ϱ, so erhalten wir für ihren Selbstinduktionskoeffizienten L den Ausdruck[1])

$$L' = 4l \ln \frac{d}{\varrho}$$

Der Selbstinduktionskoeffizient L'' der Stücke AF und CE ist berechenbar nach einer von Prerauer[2]) mitgeteilten Formel

$$L'' = 4l\left(\ln \frac{2l'}{\varrho} - 0{,}75\right)$$

wo die Länge der Stücke AF bzw. CE mit l' bezeichnet ist.

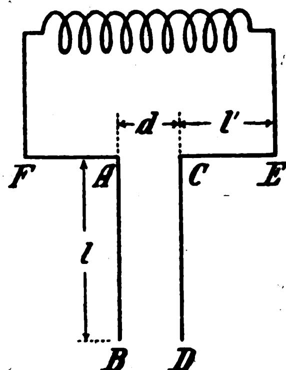


Fig. 4.

Um einen Überblick über die Größenordnung dieser beiden Korrektionen zu erhalten, wollen wir bei den vorhin berechneten Rahmenantennen eine Rahmenbreite von 4 m, eine Länge der Zuleitungen von 10 m, einen Abstand von 1 m annehmen und nach den angegebenen Formeln die Größen L' und L'' berechnen.

Wir erhalten: $L' = 27\,600$ cm

$L'' = 4\,350$ cm

Diese Beträge sind den vorhin angegebenen Selbstinduktionswerten hinzuzufügen, was in der untenstehenden Tabelle geschehen ist.

a	L	$L_{corr.}$	$\frac{\Delta L}{L}$
m	cm	cm	%
10	$1{,}014 \cdot 10^6$	$1{,}046 \cdot 10^6$	3,1
40	$5{,}772 \cdot 10^6$	$5{,}804 \cdot 10^6$	0,55
80	$1{,}312 \cdot 10^7$	$1{,}315 \cdot 10^7$	0,02

1) Drude, Ann. d. Phys. 9, S. 596, 1902.
2) Prerauer, Ann. d. Phys. 53, S. 928, 1894.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß die Korrektionsgröße L'' klein ist gegenüber L' und praktisch unberücksichtigt bleiben kann.

Der Einfluß der Zuleitungen wird um so mehr Beachtung verdienen, je kleiner die Rahmenabmessungen im Vergleich zu ihrer Länge sind.

Für eine angenäherte Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten kommen beide Korrektionen in Fortfall, da sie selbst bei einem praktisch schon sehr ungünstig gewählten Fall ($l = 10$ m!) nicht mehr als 3 % von der Gesamtinduktion ausmachen.

b) Rechteckiger Windungsquerschnitt.

Auf die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Rahmenantennen mit rechteckigem Windungsquerschnitt soll hier nicht näher eingegangen werden, da diese Form praktisch von geringer Bedeutung ist. Der quadratische Querschnitt verdient den Vorzug, da der Selbstinduktionskoeffizient für eine gegebene Drahtlänge beim Quadrat größer ist wie beim Rechteck, und zwar wird der Unterschied um so größer, je verschiedener die Seitenlängen des Rechtecks gemacht werden.

Bei einem Verhältnis der Seitenlängen wie 1 : 3 beträgt er beispielsweise 18 %, bei einem Werte 1 : 5 etwa 50 %.

Vorkommenden Falles läßt sich der Selbstinduktionskoeffizient einer Rahmenantenne mit rechteckigem Windungsquerschnitt nach einer von mir früher[1]) entwickelten Formel berechnen.

c) Kreisförmiger Windungsquerschnitt.

Wenn auch der kreisförmige Windungsquerschnitt für Rahmenantennen von großen Abmessungen praktisch nicht in Frage kommt, so wird seine Anwendung doch bei kleinen Rahmen vielfach am Platze sein und eine Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten deshalb notwendig werden.

Die ursprünglich von Strasser[2]) für eine Zylinderspule (Durchmesser $2r$, Ganghöhe g, Windungszahl n, Drahtdicke 2ϱ) abgeleitete Formel liefert für L den Ausdruck

$$L = 2r \cdot n(S_1 + S_2)$$

wo

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, S. 280, 1919.
2) B. Strasser, Ann. d. Phys. 17, S. 763, 1905.

$$S_1 = 2\pi\left(\ln\frac{r}{\varrho} + 0{,}333\right) = f\left(\frac{r}{\varrho}\right)$$

$$S_2 = 2\pi(n-1)\left(\ln\frac{4}{c} - 2\right) - \frac{A}{n} + \frac{c^2}{2}\left[\left(3\ln\frac{4}{c} - 1\right)\frac{n(n^2-1)}{12} - \frac{B}{n}\right]$$

gesetzt worden ist.

Auch hier wird sich, wie beim quadratischen Querschnitt, die Berechnung unter Benutzung von Tabellen einfacher und schneller durchführen lassen.

$$S_1 = f\left(\frac{r}{\varrho}\right)$$

$\frac{r}{\varrho}$	S_1
400	39,71
800	44,04
2000	49,82
4000	54,16
10000	59,94
20000	64,28

$$S_2 = f(c, n) \qquad \left(c = \frac{g}{2r}\right)$$

$c =$	0,002	0,004	0,008	0,02
$n =$ 2	35,2	30,9	26,5	20,7
6	154,1	132,4	110,4	81,7
10	255,2	216,1	176,6	125,4
14	346,2	289,0	232,5	159,0
18	429.8	355,0	281,5	189,0
22	507,7	415,3	324,2	212,4
26	581,2	471,2	363,2	230,6
30	650,9	523,4	397,7	243,8

Die nebenstehenden Kurven zeigen den Verlauf der beiden Funktionen $f\left(\frac{r}{\varrho}\right)$ und $f(c, n)$.

Einfluß der Frequenz auf den Selbstinduktionskoeffizienten.

Die vorhin angegebenen Formeln für den Selbstinduktionskoeffizienten sind unter den Voraussetzungen abgeleitet worden, daß erstens der Strom gleichförmig über den ganzen Drahtquerschnitt verteilt und zum anderen die Stromstärke an allen Stellen des Rahmens die gleiche ist, d. h. also quasistationäre Verhältnisse vorliegen.

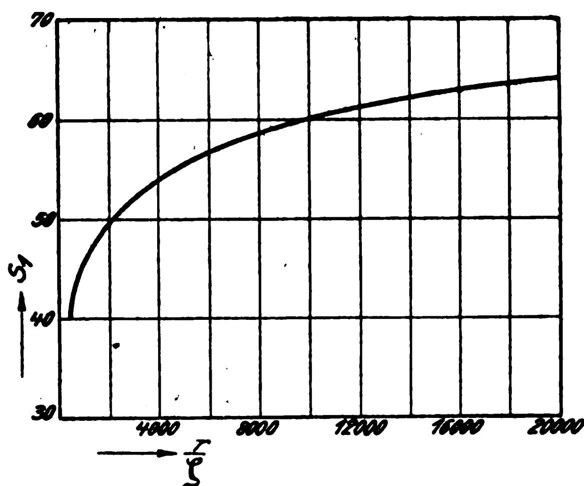

70
60
50
40
30
S_1
4000
8000
12000
16000
20000
$\frac{T}{\varsigma}$

Fig. 5.

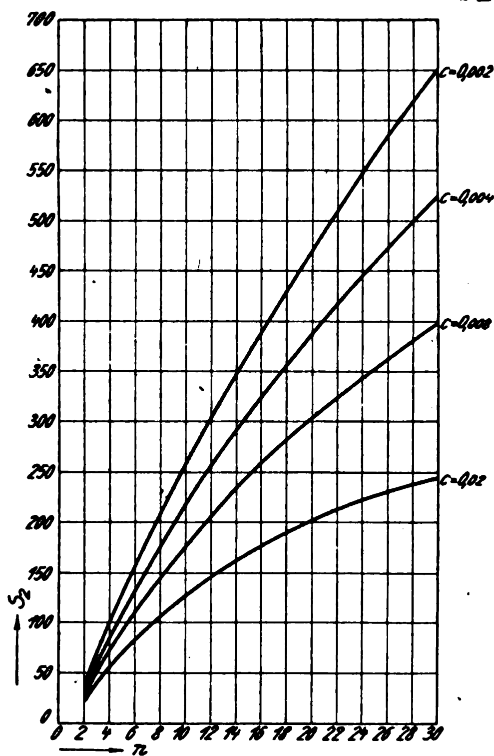

700
650
600
550
500
450
400
350
300
250
200
150
100
50
0
S_2
c=0,002
c=0,004
c=0,008
c=0,02
0 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 26 28 30
n

Fig. 6.

Ist eine dieser beiden Annahmen nicht erfüllt, so werden die nach den obigen Formeln berechneten Selbstinduktionswerte nicht in Übereinstimmung sein mit den tatsächlich vorhandenen.

Es soll deshalb im folgenden untersucht werden, welche Änderungen die Formeln unter den weniger eingeschränkten Bedingungen erfahren, wie groß die Fehler der obigen sind und welche Bedeutung sie für praktische Zwecke haben.

a) Ungleichförmige Stromverteilung im Leiterquerschnitt.

Wir setzen zunächst eine Rahmenantenne mit nur einer einzigen Windung voraus, die die Form eines Quadrates von der Seitenlänge a hat. Der Drahtdurchmesser sei mit 2ϱ, die Wellenlänge mit λ bezeichnet.

In diesen Bezeichnungen lautet die Formel für den Selbstinduktionskoeffizienten des Rahmens

$$L = 8a\left(\ln\frac{a}{\varrho} + \frac{\varrho}{a} - s\right)$$

wo

$$s = 1{,}226 - y$$

gesetzt worden ist.

Das Glied $\frac{\varrho}{a}$ ist in allen praktisch vorkommenden Fällen infolge seiner Kleinheit vernachlässigbar und soll deshalb unberücksichtigt bleiben, so daß wir erhalten

$$L = 8a\left(\ln\frac{a}{\varrho} - s\right).$$

Die Größe y ist abhängig von der Wellenlänge und trägt dem Einfluß der Stromverteilung über den Drahtquerschnitt Rechnung. Je nachdem es sich um kurze oder lange Wellen, großen oder kleinen Drahtquerschnitt handelt, wird sie in verschiedener Form darstellbar sein.

1. Lange Wellen ($\alpha < 2$).

Sobald die noch näher zu definierende Größe α den Wert 2 nicht übersteigt, wird

$$y = 2 - \frac{1}{4} + \frac{\alpha^2}{96}\left(1 - \frac{13}{180}\alpha^2 + \dots\right)$$

wo

$$\alpha = 3487\,\frac{\varrho_{\mathrm{cm}}^2}{\lambda_{\mathrm{km}}}$$

gesetzt worden ist.

2. Unendlich lange Wellen ($\alpha = 0$).

Für den Fall unendlich langsamer Schwingungen ($\lambda = \infty$) geht obige Formel über in

$$y = 1{,}75$$

Die Größe s wird hier gleich 0,524 und die Formel für den Selbstinduktionskoeffizienten

$$L = 8a\left(\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524\right)$$

in Übereinstimmung mit der früher von mir abgeleiteten.

3. Kurze Wellen ($\alpha > 10$).

Hier ist y zu schreiben in der Form

$$y = 2 - \frac{1}{4}\sqrt{\frac{2}{\alpha}}$$

Für unendlich kurze Wellen ($\lambda = 0$) geht er über in den folgenden

$$y = 2$$

Die nachstehende Tabelle enthält die für die verschiedensten Werte des α berechnete s unserer Formel (s. auch die folgende Kurve).

α	s
0	0,524
0,5	0,527
1,0	0,534
2,0	0.554
10,0	0 662
20.0	0,695
40,0	0,718
80,0	0,734
200,0	0,749
400,0	0,756
1000,0	0,774
∞	0,774

Wir schreiben wie vorhin für den Selbstinduktionskoeffizienten des Rahmens

$$L = a\,S_\alpha$$

wo

$$S_\alpha = 8\left(\ln\frac{a}{\varrho} - s\right)$$

gesetzt worden ist und berechnen für eine Reihe von Werten $\frac{a}{\varrho}$ die Größe S_α bei verschieden großem α.

$\frac{a}{\varrho}$	$S_u = 0$	$S_a = 10$	$S_a = 40$	$S_a = \infty$
400	43,74	42,64	42,18	41,74
2 000	56,6	55,5	55,0	54,6
10 000	69,5	68,4	67,9	67,5
40 000	80,6	79,5	79,0	78,6
120 000	89,4	88,3	87,8	87,4

$\frac{S_a = 0 - S_a = \infty}{S_u = 0}$	$\frac{S_a = 0 - S_a = 40}{S_a = 0}$
%	%
4,5	3,5
3,6	2,8
2,9	2,3
2,5	2,0
2,2	1,8

Aus der Tabelle ergibt sich, daß der Selbstinduktionskoeffizient mit wachsender Frequenz, also zunehmender Ungleichförmigkeit in der

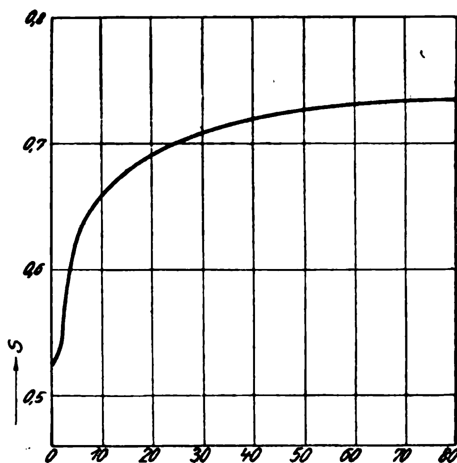


Fig. 7.

Stromverteilung, abnimmt, und zwar wird diese Abnahme prozentual um so größer ausfallen, je kleiner das Verhältnis $\frac{a}{\varrho}$ wird, d. h. praktisch genommen, je kleiner die Seitenlänge des Rahmens ist.

Der größtmöglichste Unterschied der nach den Formeln für unendlich langsame und unendlich schnelle Schwingungen berechneten Selbstinduktionswerte beträgt bei kleinen Rahmen $\left(\frac{a}{\varrho} = 400\right)$ 4,5 %,

bei sehr großem $\left(\frac{a}{\varrho} = 120000\right)$ 2,2 %. Die entsprechenden Zahlen bei $\alpha = 40$ sind 3,5 % und 1,8 %.

Der maximale Fehler, den man begeht, wenn man der Berechnung die Formel für unendlich langsame Schwingungen zugrunde legt, beträgt etwa 4 %.

Verhindert man die ungleichförmige Stromverteilung durch Verwendung richtig unterteilter Litze an Stelle des Volldrahtes, so behält unsere ursprüngliche Formel ihre strenge Gültigkeit.

Die obigen Ausführungen bezogen sich auf den praktisch wichtigen quadratischen Windungsquerschnitt. Der kreisförmige verhält sich ganz ähnlich.

Für unendlich langsame Schwingungen ($\alpha = 0$) haben wir hier die Formel

$$L = 4\pi r \left(\ln \frac{r}{\varrho} + 0{,}329\right)$$

für unendlich schnelle Schwingungen ($\alpha = \infty$)

$$L = 4\pi r \left(\ln \frac{r}{\varrho} + 0{,}079\right)$$

Die prozentualen Unterschiede zwischen diesen beiden Extremwerten für verschieden großes $\frac{r}{\varrho}$ zeigt die folgende Tabelle.

$\frac{r}{\varrho}$	S_{1_0}	S_{1_∞}	ΔS %
400	39,74	38,16	3,8
800	44,06	42,49	3,5
2000	49,8	48,3	3,1
4000	54,2	52,6	2,9
10000	59,9	58,4	2,6
20000	64,3	62,7	2,4

Um einen Vergleich zu haben mit dem geradlinig ausgespannten Draht gleicher Länge. schreiben wir die Ausdrücke für die Selbstinduktionskoeffizienten des Kreises und Quadrates folgendermaßen:

$$L_{\bigcirc} = 2l\left(\ln \frac{2l}{\varrho} - 2{,}20\right) \quad \alpha = 0$$

$$L_{\bigcirc} = 2l\left(\ln \frac{2l}{\varrho} - 2{,}45\right) \quad \alpha = \infty$$

und entsprechend

$$L_{\square} = 2l\left(\ln\frac{2l}{\varrho} - 2{,}60\right) \quad \alpha = 0$$

$$L_{\square} = 2l\left(\ln\frac{2l}{\varrho} - 2{,}85\right) \quad \alpha = \infty$$

Der Selbstinduktionskoeffizient des geradlinig ausgespannten Drahtes von der Länge l und dem Durchmesser 2ϱ wird

$$L_{_} = 2l\left(\ln\frac{2l}{\varrho} - 0{,}75\right) \quad \alpha = 0$$

$$L_{_} = 2l\left(\ln\frac{2l}{\varrho} - 1{,}00\right) \quad \alpha = \infty$$

Unter der Voraussetzung gleicher Drahtlänge wird dann

$$L_{_} - L_{\circ} = 2{,}9\,l$$
$$L_{_} - L_{\square} = 3{,}7\,l$$

und

$$L_{\circ} = L_{\square} = 0{,}8\,l$$

Der geradlinig ausgespannte Draht hat also den größten Selbstinduktionskoeffizienten. Biegt man ihn in Form eines Kreises oder Quadrates, so nimmt der Selbstinduktionskoeffizient ab und zwar beim Quadrat stärker als beim Kreise. Die Unterschiede werden, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, um so kleiner, je größer das Verhältnis $\frac{2l}{\varrho}$ gewählt wird.

l m	2ϱ cm	$L_{_}$ cm	$L_{\circ}$ cm	$L_{\square}$ cm
4	0,2	6590	5430	5110
40	0,2	84000	72800	69600
400	0,2	1027200	911200	879200

$\Delta L_{-\circ}$ %	$L_{-\square}$ %
18	22
13	17
11	14

Geht man über zu Rahmenantennen von höherer Windungszahl, so werden die maximalen Fehler nicht größer werden wie bei einer einzigen.

Da für kleine Rahmen wohl ausschließlich unterteilte Litze genommen wird, wo die gleichförmige Stromverteilung erhalten bleibt und Volldraht nur bei größeren Rahmenabmessungen zur Anwendung

kommt, bei denen der Einfluß ungleichförmiger Stromverteilung weniger zur Geltung kommt wie bei kleinen Rahmen so ergibt sich, daß man ihn in allen praktisch interessierenden Fällen außer acht lassen und damit die eingangs angeführten Formeln, Tabellen und Kurven für die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten mit hinreichender Genauigkeit anwenden kann.

b) Einfluß nicht mehr quasistationärer Stromverhältnisse auf den Selbstinduktionskoeffizienten von Rahmenantennen.

Die angeführten Formeln berücksichtigen nicht den Einfluß nicht mehr quasistationärer Stromverhältnisse in der Rahmenantenne. Da diese Fälle aber praktisch sehr häufig vorliegen, so soll im folgenden untersucht werden, inwieweit dadurch der Selbstinduktionskoeffizient des Rahmens verändert wird.

Bezeichnet man die Eigenwelle des Rahmens mit λ_0, die Wellenlänge der aufgedrückten Schwingung mit λ, so läßt sich der Selbstinduktionskoeffizient nach Drude[1]) und Rogowski[2]) darstellen in der Form

$$L = \mathfrak{L} \frac{\alpha}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}$$

wo

$$\alpha = \pi \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

gesetzt worden ist und $\mathfrak{L}$ den Selbstinduktionskoeffizienten des Rahmens für quasistationären Stromverlauf bedeutet.

Für Werte des $\alpha \leqq 1$ geht der obige Ausdruck über in den folgenden:

$$L = \mathfrak{L}\left(1 - \frac{\alpha^2}{12} + \ldots\right)$$

$$= \mathfrak{L}\left(1 - \frac{\pi^2}{12}\,\frac{\lambda_0{}^2}{\lambda^2} + \ldots\right)$$

Der Selbstinduktionskoeffizient wird also um so kleiner werden, je weiter man sich von dem quasistationären Zustand entfernt oder was dasselbe ist, je näher die aufgedrückte Welle an die Eigenwelle der Rahmenantenne heranrückt.

Die folgende Tabelle enthält für verschiedene Werte des α die

1) Drude, Ann. d. Phys. 9, S. 326, 1902.

2) Rogowski, Archiv für Elektrotechnik 1918/19, S. 25.

zugehörigen $m = \frac{\alpha}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}$ und die prozentualen Abweichungen $\Delta L = \frac{\mathfrak{L} - L}{\mathfrak{L}}$ (s. Kurven).

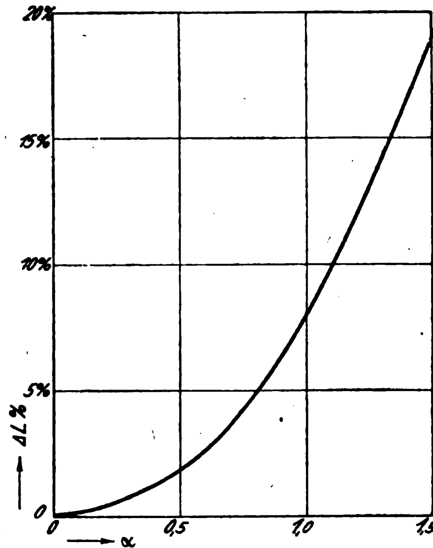


Fig. 8.

$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	α	m	ΔL %
20	0,16	0,9979	0,2
10	0,31	0,9919	0,8
6	0,52	0,9775	2,3
3	1,05	0,908	9,2
2	1,57	0,785	21,5

Aus der Tabelle ergibt sich, daß der Einfluß des nicht mehr quasistationären Stromverlaufes auf die Größe des Selbstinduktionskoeffizienten erst merklich wird, wenn die Betriebswelle der Rahmenantenne kleiner ist als die 8—10fache Eigenwelle. Je näher man an sie heranrückt, um so kleiner wird der wirksame Selbstinduktionskoeffizient. Bei der zweifachen Eigenwelle beträgt beispielsweise die Korrektion des nach unserer Formel berechneten L-Wertes etwa 20 %.

Vergleicht man diese Korrektionsgröße mit der durch die un-

gleichförmige Stromverteilung im Drahtquerschnitt hervorgerufene, so zeigt sich, daß sie in dem Gebiet $\frac{\lambda}{\lambda_0} < 6$ infolge ihrer Kleinheit ohne weiteres vernachlässigt werden kann.

Messung des Selbstinduktionskoeffizienten von Rahmenantennen.

Die experimentelle Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten von Rahmenantennen läßt sich entweder in der Brücke nach einer von M. Wien[1]) näher beschriebenen Methode ausführen oder durch Messung der Wellenlänge eines aus dem Rahmen und einer bekannten Kapazität gebildeten Schwingungskreises.

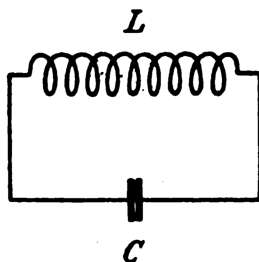


Fig. 9.

Die erste Methode ergibt zwar sehr genaue Werte, ist aber wegen der benötigten Meßapparatur, deren Bedienung geschulte Beobachter voraussetzt, in der drahtlosen Technik nur in den seltensten Fällen praktisch anwendbar.

Hierzu kommt noch, daß der Selbstinduktionskoeffizient gemessen wird bei langsamen Schwingungen und der so ermittelte Wert nicht übereinstimmt mit dem bei den in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen schnellen Schwingungen vorhandenen.

Frei von diesen Nachteilen ist die andere Methode, die zwar nicht ganz so genau, aber für praktische Zwecke vollständig hinreichende Werte liefert. Die von mir näher beschriebene Meßanordnung besteht aus einem geeichten Wellenmesser oder Röhrensender, auf den der aus der Rahmenselbstinduktion L und dem Kondensator von der Kapazität C gebildete Schwingungskreis abgestimmt wird. Als Indikator wird entweder ein Detektor oder ein Thermoelement verwendet.

---

1) M. Wien, Ann. d. Phys. **44**, S. 689, 1891.

Aus der Wellenlänge λ des Erregerkreises und der Kapazität C des Kondensators im Rahmenkreis bei Resonanzstellung ergibt sich der Selbstinduktionskoeffizient

$$L = \frac{\lambda^2}{4\pi^2(C + c)}$$

wo c die Eigenkapazität des Rahmens bedeutet. Macht man C sehr groß im Vergleich zu c, so kann c vernachlässigt werden und es wird dann einfach

$$L = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 C}.$$

Die nach dieser überall anwendbaren und mit einfachen Hilfsmitteln ausführbaren Methode angestellten Messungen des Selbstinduktionskoeffizienten von Rahmenantennen befinden sich in guter Übereinstimmung mit dem nach unserer Formel berechneten, wie ich in einer früheren Arbeit[1]) gezeigt habe.

Rahmenantenne mit in einer Ebene liegenden Windungen.

Der Selbstinduktionskoeffizient von Rahmenantennen, bei denen die Windungen nicht, wie bisher angenommen, in parallelen Ebenen liegen, sondern übereinander in einer einzigen, wird bei gleicher Drahtlänge, Windungszahl, Ganghöhe und gleicher mittlerer Seitenlänge etwas kleiner.

Die Unterschiede bei den praktisch vorkommenden Abmessungen sind aber so klein, daß sie unberücksichtigt bleiben können.[2])

B. Die Kapazität der Rahmenantenne.

Wie jede gewöhnliche Spule besitzt die Rahmenantenne eine gewisse Eigenkapazität, deren Größe abhängt von ihren Abmessungen.

Die von verschiedener Seite[3]) unternommenen Versuche, sie rechnerisch zu ermitteln, haben zu Resultaten geführt, die sich entweder gar nicht oder nur in sehr roher Annäherung mit den experimentell bestimmten in Einklang bringen lassen.

Auf Rahmenantennen lassen sich die bisher bekannten Formeln für die Kapazität und die Meßresultate nicht ohne weiteres anwenden, da ihnen Voraussetzungen zugrunde liegen, die hier nicht zutreffen. Es sind die folgenden:

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, S. 280, 1919.
2) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, S. 391, 1919.
3) Drude, Ann. d. Phys. 9, S. 326, 1902.

a) kreisförmiger Windungsquerschnitt,

b) das Verhältnis $\frac{\text{Spulenlänge } h}{\text{Durchmesser } 2r} > \frac{3}{4}$,

c) große Windungszahlen,

d) kleiner Windungsabstand.

Beim Rahmen dagegen haben wir es fast ausnahmslos mit Spulen zu tun, bei denen der Windungsquerschnitt quadratisch, das Verhältnis $\frac{h}{2r}$ sehr klein, Windungszahl und Ganghöhe ebenfalls klein sind. Infolgedessen kann hier allein die Messung Aufschluß geben über die Größe der Rahmenkapazität, die nach einer bereits von Rietz[1]) benutzten Methode ausgeführt wurde.

Bezeichnet man den Selbstinduktionskoeffizienten der Rahmenantenne mit L, ihre Eigenkapazität mit c, die Kapazität des aus Rahmen und Kondensator C gebildeten Schwingungskreises mit $C + c$, so gilt unter der Voraussetzung quasistationärer Stromverhältnisse die Beziehung

$$\lambda = 2\pi \sqrt{L(C + c)}$$

oder anders geschrieben

$$\lambda^2 = 4\pi^2 L(C + c)$$
$$= a(C + c)$$

a ist eine Konstante, solange L unabhängig von der Frequenz ist.

Daß diese Annahme gerechtfertigt ist, haben wir im ersten Teil nachgewiesen, wo wir zeigen konnten, daß unter Voraussetzung quasistationärer Verhältnisse bei den praktisch vorkommenden Rahmenabmessunngen die Änderung des Selbstinduktionskoeffizienten bei Litzendraht überhaupt nicht, bei Volldraht in vernachlässigbarer Größe in die Erscheinung tritt.

Trägt man in einem rechtwinkligen Koordinatensystem λ^2 als Ordinate, C als Abszisse auf, so stellt die obige Gleichung eine gerade Linie dar, die auf der negativen Abszissenseite eine Strecke abschneidet, die gleich ist der Eigenkapazität c.

Die benutzte Meßanordnung ist die gleiche wie für die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten. Zwecks Erzielung größerer Meßgenauigkeit empfiehlt es sich, das Thermoelement als Indikationsinstrument zu benutzen.

Die Messung der Rahmenkapazität ließe sich auch nach einer von

1) Rietz, Ann. d. Phys. **41**, S. 549, 1913.

M. Wien angegebenen und benutzten Brückenmethode ausführen, bei der Kapazität und Selbstinduktionskoeffizient gleichzeitig gemessen werden. Da sie aber bei den hier vorkommenden kleinen Kapazitätswerten nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit anwendbar ist und, wie schon vorhin näher ausgeführt, auch das Instrumentarium für die Praxis zu umfangreich ist, so kommt diese Methode für den vorliegenden Zweck wohl kaum in Frage.

Die in folgendem mitgeteilten Meßresultate sind mit der zuerst beschriebenen Anordnung erhalten worden.

a) Abhängigkeit der Kapazität von der Seitenlänge des Rahmens.

Da die Kapazität einer einzigen Rahmenwindung bei kleinen Werten der Seitenlänge a sehr klein wird und hierbei die Meßgenauigkeit stark abnimmt, so sind Rahmen von 10 Windungen gewählt worden. Die für verschiedene Seitenlängen erhaltenen c-Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

a cm	n	g cm	c cm
30	10	1	13
71,3	10	1	20
101,5	10	1	28,5
152,2	10	1	42,5
1700	10	40	480,0
2500	10	40	705,0

Hieraus ergibt sich, daß die Kapazität einer Rahmenantenne proportional ist mit ihrer Seitenlänge.

$$c = b\,a$$

Der Proportionalitätsfaktor c ergibt sich im vorliegenden Falle zu 0,28.

Wir werden aber zeigen können, daß er sich außer bei kleinen Windungszahlen des Rahmens als nahezu unabhängig von der Zahl und dem Abstand der Windungen zeigt.

Geht man aus von dem Rahmen mit 1 m Seitenlänge ($b = 0{,}28$), so werden von $a = 0{,}7 - 25$ m hinauf die Rahmenkapazitäten gut dargestellt durch die Formel

$$c = 0{,}28\,a$$

Für $a = 30$ cm würde sich hiernach eine Kapazität von 8,4 cm ergeben gegenüber einem gemessenen Werte von 13 cm.

Die Vergrößerung der Rahmenkapazität und der Abweichung von der Formel läßt sich leicht erklären durch den bei dieser Abmessung abweichenden Bau des Rahmens.

Während bei den größeren Rahmen die Windungen durch ein Holzkreuz gehalten wurden, d. h. bis auf 4 schmale Holzstege frei in der Luft lagen, war bei dem kleinsten Rahmen der Draht auf einem kastenförmigen Holzkörper aufgewickelt, derart, daß alle Windungen sich auf ihrer ganzen Länge mit dem Holz in unmittelbarer Berührung befanden. Wie aber schon Drude nachgewiesen hat, wird die Kapazität in solchem Falle vergrößert, da die Dielektrizitätskonstante des Holzes größer ist als die der Luft.

b) Einfluß der Ganghöhe der Rahmenwindungen auf die Kapazität.

a cm	*n*	*g* cm	*c* cm
30	20	0,07	17
30	20	0,5	14
30	30	1,0	13
100	12	0,35	36
100	12	1,00	33

Der Einfluß der Ganghöhe auf die Kapazität der Rahmenantenne ist, abgesehen von dem Fall sehr eng aneinander liegenden Windungen, der, wie später gezeigt werden wird, aus anderen Gründen möglichst ausgeschaltet werden sollte, so außerordentlich gering, daß man ihn praktisch nicht in Betracht zu ziehen braucht. Dieses Resultat befindet sich in Übereinstimmung mit Messungen von Drude und Bemerkungen von Lenz.

c) Abhängigkeit der Kapazität von der Windungszahl der Rahmenantenne.

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von Meßresultaten, die den Einfluß der Windungszahl als verschwindend gering hervortreten

a cm	*n*	*g* cm	*c* cm
30	15	0,5	14
30	20	0,5	14
30	25	0,5	14
30	30	0,5	14
30	15	1,0	13
30	20	1,0	13
30	25	1,0	13
30	30	1,0	13
100	12	0,35	34
100	27	0,25	35
100	67	0,13	33
101,5	10	1,0	28,5
101,5	20	1,0	31,0
152,0	10	1,0	42,5
152,0	23	2,0	40,5

lassen. Man darf aber hieraus nicht den Schluß ziehen, daß Rahmen mit kleinen Windungszahlen das gleiche Verhalten zeigen, wie weiter unten nachgewiesen werden soll.
Bei größeren Windungszahlen ($n > 10-15$) ist ihr Einfluß auf die Rahmenkapazität, wie die obige Tabelle zeigt, vernachlässigbar.

Ganz andere Verhältnisse ergeben sich aber, wenn man zu Rahmenantennen von wenig Windungen übergeht, wie die folgende Tabelle zeigt

a cm	*n*	*g* cm	*c* cm
152,2	3	1	25,0
152,2	4	1	27,5
152,2	5	1	30,0
152,2	6	1	32,5
152,2	8	1	37,5
152,2	10	1	42,0

a cm	*n*	*g* cm	*c* cm
1700	1	—	53,0
1700	2	40	123
1700	3	40	173
1700	4	40	219
1700	5	40	253
1700	6	40	283

Wendet man auf die einzelnen Windungen auch hier die Gleichung an

$$c = b\,a$$

so nimmt b mit wachsender Windungszahl größer und größer werdende Werte an, die aber einer oberen Grenze zustreben.

Die folgende Tabelle und Kurve zeigen den Verlauf der Funktion

$$b = f(n)$$

n	*b*
1	0,031
2	0,072
3	0,102
4	0,129
5	0,152
6	0,167
⋮	⋮
Groß	0,28

d) Einfluß des Drahtquerschnittes auf die Kapazität.

Um den Einfluß des Drahtquerschnittes auf die Kapazität zu untersuchen, wurden Messungen angestellt an drei Rahmenantennen, die sich bei sonst gleichen Abmessungen nur durch die Größe des Drahtquerschnittes q unterscheiden.

Die Meßresultate sind in der folgenden Tabelle enthalten.

a	*n*	*g*	*q*		*c*
100 cm	14	1 cm	0,5 × 0,6 cm	= 0,39 qcm	40,5 cm
100	14	1	0,2 π	= 0,13	31,0
100	14	1	3 × 3 × 30 × 0,07 mm	= 0,01	29,5

Der erste der drei Rahmen hatte einen rechteckigen Drahtquerschnitt. Seine Kapazität ist erheblich größer wie die des zweiten, dessen Querschnitt rund und etwa halb so groß war.

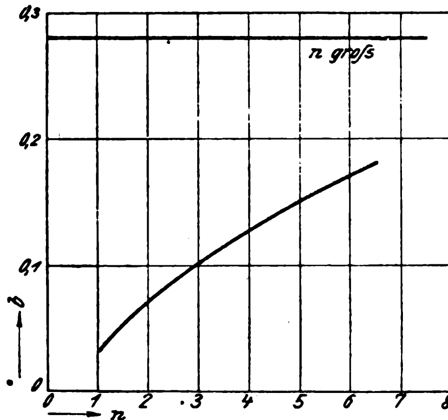


Fig. 10.

Der Unterschied zwischen diesem und dem dritten aus Litze gewickelten ist nur geringfügig. Rahmenantennen mit quadratischem bzw. rechteckigem Drahtquerschnitt werden also eine größere Kapazität besitzen als solche mit kreisförmigem.

e) Abhängigkeit der Kapazität von der Frequenz.

Die angegebenen Kapazitätswerte beziehen sich ausnahmslos auf den Fall, wo die Stromverhältnisse in der Rahmenantenne als quasistationär angesehen werden können, d. h. die Betriebswellenlänge $\lambda = 10$—20 mal größer ist als die Eigenwelle λ_0.

Geht man aber näher an die Eigenschwingung heran, so erfährt die Kapazität, wie Rogowski nachgewiesen hat, eine Vergrößerung. Bezeichnet man die Kapazitäten bei quasi- und nichtquasistationärem Stromverlauf mit c bzw. $\mathfrak{c}$, so wird nach Rogowski

$$\mathfrak{c} = c\left(1 + \frac{\alpha^2}{12} + \ldots\right)$$

$$\alpha = \pi \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

oder

$$c = c\left(1 + \frac{\pi^2}{12} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 + \ldots\right)$$

Für große Werte des α wird

$$c = c\,m = c\,\frac{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}{\frac{\alpha}{2}}$$

$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	α	$m = \frac{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}{\frac{\alpha}{2}}$	Δc %
20	0,16	1,002	0,2
10	0,31	1,008	0,8
6	0,52	1,023	2,3
3	1,05	1,092	11,0
2	1,57	1,27	27,0

Je kleiner das Verhältnis $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ wird, d. h. je näher man an der Eigenwelle der Rahmenantenne arbeitet, um so größer wird die wirksame Kapazität. Bei einer Betriebswelle $\lambda = 2\lambda_0$ beträgt die Zunahme ca. 25 %. Solange $\lambda > 6\lambda_0$ ist, kann der Einfluß der Frequenz unberücksichtigt bleiben.

f) Einfluß der Erde auf die Kapazität von Rahmenantennen.

Der Einfluß der Erde auf die Kapazität der Rahmenantennen ist außerordentlich gering, was durch Messung der Kapazität in verschiedenen Entfernungen von der Erde festgestellt werden konnte. Die erhaltenen Abweichungen lagen innerhalb der Fehlergrenzen.

Bringt man ein geerdetes Blech in die Nähe der Rahmenwindungen, so zeigt sich bei Annäherung an ihre Außenseite erst bei fast unmittelbarer Berührung eine verschwindend geringe Zunahme der Kapazität.

Auf der Innenseite des Rahmens ist der Einfluß etwas größer.

Spulen mit großer Wickelhöhe verhalten sich völlig anders. Sie zeigen im Gegensatz zu den kurzen Spulen (Rahmen) eine große Empfindlichkeit gegenüber der Annäherung an Erde, wie von Gothe[1]) nachgewiesen worden ist.

---

1) Gothe, Archiv für Elektrotechnik 1920.

Bei einer kurzen Spule $\left(\frac{h}{2r} = 0{,}1\right)$ wurde die Eigenwelle durch Nähern eines geerdeten Metallzylinders von 767 auf 785 m, d. h. um ca. 2 % vergrößert. Eine lange Spule $\left(\frac{h}{2r} \sim 12\right)$ zeigte eine Vergrößerung der Eigenwelle von 645 m auf 1220 m, also um ca. 90 %!

Da die praktisch gebräuchlichen Rahmenantennen Spulen mit sehr kleinem $\frac{h}{2r}$ darstellen, so ergibt sich aus dem Vorstehendem, daß die Erde nur einen verschwindend geringen Einfluß auf die Rahmenkapazität ausübt, was von großer Bedeutung ist für die Aufstellung der Antennen und die Bemessung ihres Abstandes von der Erdoberfläche.

Kapazität von Rahmenantennen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt.

Über die Kapazität von Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt liegen eine Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen vor. Sie beziehen sich aber auf Spulen, deren Wickelhöhe nicht sehr klein ist im Verhältnis zu ihrem Durchmesser und können deshalb hier nur in beschränktem Maße zum Vergleich herangezogen werden.

Drude gibt für die Berechnung der Kapazität einlagiger Zylinderspulen, bei denen das Verhältnis $\frac{\text{Wickelhöhe } h}{\text{Durchmesser } 2r} \geqq \frac{3}{4}$ ist, die Formel

$$c = 2r\alpha \frac{2 + \frac{h^2}{r^2} + \frac{r^2}{h^2}}{10 + 4\frac{h^2}{r^2} + 3\frac{r^2}{h^2}}$$

Sie ist also proportional mit dem Durchmesser und außerdem abhängig von dem Verhältnis $\frac{h}{2r}$, das auch in der Größe α steckt.

Mit wachsendem $\frac{h}{2r}$ nimmt auch α zu. Für $\frac{h}{2r} = 0{,}3$ beispielsweise wird $\alpha = 0{,}8$, für $\frac{h}{2r} = 6$ ist der entsprechende Wert 1,8.

Wenn $\frac{h}{2r}$ groß ist, so läßt sich die obige Formel unter Ver-

nachlässigung der Größen $\frac{r^2}{h^2}$ und des Zahlenkoeffizienten einfacher schreiben in der Form

$$c = \frac{2r\alpha}{4}$$

Unter Benutzung des Wertes $\alpha = 1{,}8$, der einem Verhältnis $\frac{h}{2r} = 6$ entspricht, würde sich die Kapazität ergeben nach der Formel

$$c = 0{,}45 \cdot 2r$$

Im folgenden sollen noch einige Messungen an Rahmenantennen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt mitgeteilt werden

$2r$ cm	n	g cm	$c_{exp.}$ cm	$c_{ber.}$ cm
83,5	10	0,12	36	37
	5	0,12	37	37
37,5	26	0,18	15	17
42,6	17	0,7	17	19

Aus der Tabelle ergibt sich, daß wider Erwarten die obige Formel die Kapazität von Rahmenantennen mit praktisch hinreichender Genauigkeit auch dann noch darstellt, wenn das Verhältnis Wickelhöhe: Durchmesser kleiner ist als $\frac{3}{4}$. Bei größer werdendem Windungsabstand wird der Zahlenkoeffizient kleiner ausfallen. Hierüber werde ich an anderer Stelle demnächst ausführlicher berichten.

Die Kapazität der Flachrahmen.

Messungen an Rahmenantennen, deren Windungen übereinander in ein- und derselben Ebene liegen, ergeben, daß ihre Kapazität nur unwesentlich verschieden ist von den mit nebeneinander liegenden Windungen, vorausgesetzt, daß die entsprechenden Abmessungen einander gleich gemacht werden (s. Tabelle)

Quadratischer Windungsquerschnitt.

a	n	g	c
54,5 cm	10	1 cm	15 cm (Windungen nebeneinander)
54,5 „	10	1 „	16 „ (Windungen übereinander)

Kreisförmiger Windungsquerschnitt.

$2r$	n	g	c
83,5 cm	5		37 cm (Windungen übereinander)
83,5 „	5		41 „ (Windungen übereinander)

Flachrahmen haben also eine etwas größere Kapazität wie Rahmen mit nebeneinander liegenden Windungen gleicher Abmessungen. Der Selbstinduktionskoeffizient verhält sich gerade umgekehrt, wie ich in früheren Arbeiten nachgewiesen habe.[1])

C. Die Eigenschwingung der Rahmenantenne.

Wie jede gewöhnliche Spule besitzt die Rahmenantenne eine Eigenschwingung, die abhängig ist von ihrer Kapazität und Selbstinduktion. Von ihr ist zu unterscheiden die Betriebswelle des aus Rahmen und Abstimmkondensator gebildeten Schwingungskreises, die immer größer ist als die Eigenwelle, da es praktisch unmöglich ist, die Anfangskapazität des Kondensators gleich Null zu machen. Die Eigenwelle stellt somit die kleinste, in Wirklichkeit aber unerreichbare Betriebswelle dar.

Für die Dimensionierung des Rahmens ist ihre Bestimmung und die Kenntnis ihrer Abhängigkeit von den Abmessungen der Antenne von erheblicher Bedeutung, so daß ein näheres Eingehen hierauf gerechtfertigt erscheint.

Messung der Eigenwelle.

Die frei endigende Rahmenantenne wurde erregt mittels eines geeichten Wellenmessers, dessen Wellenlänge so lange geändert wurde, bis ein aus Detektor und Telephon bestehender aperiodischer Kreis maximale Lautstärke ergab. Die in dieser Stellung abgelesene Welle des Wellenmessers ist die gesuchte Eigenwelle des Rahmens.

Aus Gründen der Einfachheit habe ich dieser für praktische Zwecke vollkommen hinreichenden Methode den Vorzug gegeben vor einer von Gothe für ähnliche Zwecke benutzten, die zweifellos genauer arbeitet, dafür aber auch ein umfangreicheres Instrumentarium erfordert (Röhrensender, Thermoelement und Galvanometer).

Die Untersuchungen von Drude[2]) und Lenz[3]).

Über die Eigenschwingungen von Spulen liegen zwei sehr ausführliche Untersuchungen vor von Drude und Lenz. Die erstere beschäftigt sich mit der Messung der Eigenschwingungen von Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt und ihrer Abhängigkeit von den Abmessungen (Windungszahl, Wickelhöhe, Ganghöhe usw.).

1) A. Esau, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie 14, 1919, S. 386.
2) Drude, Ann. d. Phys. 9, 1902, S. 298.
3) Lenz, Ann. d. Phys. 43, 1914, S. 749.

Die Arbeit von Lenz sucht die Eigenschwingungen auf rechnerischem Wege zu ermitteln.

Um die mathematische Behandlung des Problems nicht allzusehr zu erschweren, werden Voraussetzungen über die Beschaffenheit der Spulen gemacht, die beispielsweise für die bei Rahmenantennen vorliegenden Formen ganz und gar nicht erfüllt sind. Infolgedessen können wir von vornherein nicht erwarten, daß die Formeln von Lenz, auf den Rahmen angewandt, die Eigenschwingungen genau darstellen werden.

Wir werden deshalb wie Drude an Hand des Experiments den Einfluß der Spulenform auf die Eigenschwingung untersuchen und dabei die vorhin an erster Stelle näher beschriebene Versuchsanordnung mit Wellenmesser und Detektor benutzen.

Nach Drude hängt die Eigenwelle einer Spule von kreisförmigem Windungsquerschnitt in der Hauptsache ab von drei Parametern: $\frac{\text{Wickelhöhe } h}{\text{Spulendurchmesser } 2r}$, $\frac{\text{Ganghöhe } g}{\text{Drahtdurchmesser } 2\varrho}$ und Dielektrizitätskonstante ε des Spulenkernes.

Die Windungszahl n der Spule spielt nur eine untergeordnete Rolle, solange sie genügend groß gewählt wird. Spulen mit nur wenigen Windungen verhalten sich indessen ganz anders, wie weiter unten gezeigt werden soll.

I. Quadratischer Windungsquerschnitt des Rahmens.

a) Abhängigkeit der Eigenwelle λ_0 von $\frac{h}{2r}$.

Die mit Rahmen verschiedener Abmessungen erhaltenen Werte sind in der folgenden Tabelle enthalten. f bedeutet das Verhältnis $\frac{\text{Eigenwelle } \lambda_0}{\text{Drahtlänge } l}$.

a	$\frac{h}{a}$	n	g	l	λ_0	f
cm			cm	cm	cm	
30	0,02	10	0,07	12	85	7,1
30	0,04	20	0,07	24	152	6,3
30	0,07	30	0,07	36	211	5,9
30	0,23	15	0,5	18	84	4,7
30	0,32	20	0,5	24	104	4,3
30	0,40	25	0,5	30	121	4,0
30	0,48	30	0,5	36	136	3,8

Wie aus der Tabelle ersichtlich, nimmt das Verhältnis $\frac{\lambda_0}{l}$ mit wachsendem h mehr und mehr ab.

Je kleiner also die Wickelhöhe im Vergleich zur Seitenlänge wird, um so größer wird die Eigenschwingung im Verhältnis zur Drahtlänge (s. die Kurve). Dieses Resultat befindet sich in qualitativer Übereinstimmung mit den Meßresultaten von Drude und der Formel von Lenz.

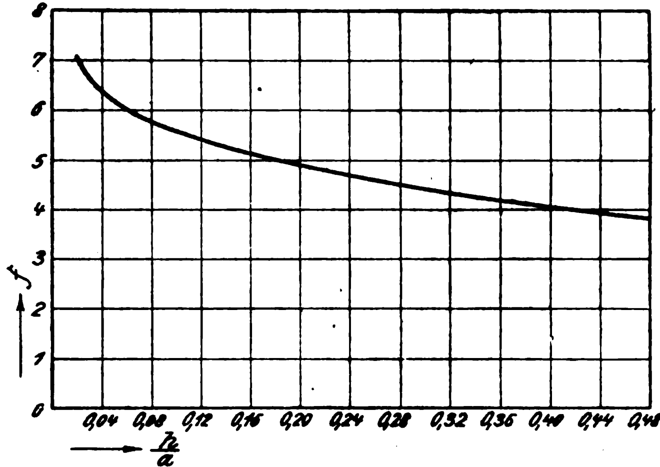


Fig. 11.

b) $\lambda_0 = F\left(\frac{g}{2\varrho}\right)$ (2ϱ = Drahtdurchmesser).

a	$\frac{h}{a}$	n	l	λ_0	f
cm			m	m	
101,5	0,060	20	60,9	270	4,4
100	0,068	27	108,0	515	4,8
30	0,068	30	36,0	211	5,9
90	0,33	20	56,0	192	3,4
152,2	0,29	23	140,0	465	3,3

Mit abnehmenden Werten des Verhältnisses $\frac{\text{Ganghöhe}}{\text{Drahtdurchmesser}}$ wird $\mathfrak{f}$ ebenfalls kleiner und zwar ist der Einfluß der Ganghöhe bei eng aneinanderliegenden Windungen $\left(\frac{g}{2\varrho}\text{ klein}\right)$ größer als bei Rahmen mit großer Ganghöhe, was schon Drude bei Spulen mit kreisförmigem Windungsquerschnitt beobachtet hat.

Die folgende Tabelle ergibt die Richtigkeit unserer Behauptung,

daß im Großen und Ganzen der Einfluß der Ganghöhe nicht sehr erheblich ist.

$\frac{h}{a}$	$\frac{g}{2\varrho}$	f
0,13	6	4,4
0,13	10	4,0
0,12	133	3,5

Bei Rahmenantennen von größeren Seitenlängen und Ganghöhen, wie sie praktisch vielfach zur Anwendung kommen, wird man f den Wert 3,4—3,8 geben können.

c) $\lambda_0 = f(\varepsilon)$.

Um den Einfluß der Dielektrizitätskonstanten auf die Eigenschwingung von Rahmenantennen festzustellen, wurden diese so mit Holzplatten umkleidet, daß die Windungen unmittelbar mit der Umhüllung in Berührung waren. Die ermittelten Meßwerte des Rahmens in Luft- und Holzeinschluß sind die folgenden:

a	$\frac{h}{a}$	n	g	l	λ_0	f
100 cm	0,04	12	0,35 cm	48 m	254 m	5,3 Luft
100 „	0,04	12	0,35 „	48 „	324 „	6,8 Holz

Unter dem Einfluß der Dielektrizitätskonstante des Holzes ergibt sich eine Vergrößerung der Eigenwelle des Rahmens um etwa 30 %.

Mit kleiner werdender Wickelhöhe tritt diese Wirkung immer stärker hervor.

Da die Windungen der in der drahtlosen Technik benutzten Rahmenantennen fast vollkommen in Luft liegen ($\varepsilon = 1$), so kommt bei ihnen der Einfluß der Dielektrizitätskonstanten nicht zur Geltung.

d) $\lambda_0 = f(n)$.

Solange die Windungszahl der Rahmenantenne nicht sehr klein ist, erweist sich f als praktisch unabhängig von ihr, wie aus den folgenden Meßwerten hervorgeht.

a	$\frac{h}{a}$	n	l	λ_0	f
cm			m	m	
100	0,062	6	24	105	4,4
100	0,068	27	108	515	4,8
100	0,085	67	268	1250	4,7
30	0,02	10	12	85	7,1
150,5	0,02	24	144,5	1015	7,0

Im folgenden sollen die Meßresultate an einer Rahmenantenne mitgeteilt werden, die aus sehr wenigen Windungen besteht.

a	$\frac{h}{a}$	n	g	l	λ_0	f
m			m	m	m	
17	—	1	—	70	160	2,3
17	0,014	2	0,4	138	412	3,0
17	0,047	3	0,4	206	700	3,4
17	0,070	4	0,4	274	940	3,4
17	0,094	5	0,4	342	1220	3,6
17	0,018	6	0,4	410	1480	3,6

Der Proportionalitätsfaktor f wächst mit der Windungszahl zunächst schnell, dann aber immer langsamer und langsamer. Für den aus einer einzigen Windung bestehenden Rahmen erreicht f seinen kleinsten Wert.

Es muß hier nochmals ausdrücklich bemerkt werden, daß die obigen Resultate nur gelten bei Rahmen, deren Wickelhöhe sehr klein ist im Verhältnis zur Seitenlänge.

Im umgekehrten Fall ergeben sich für den Faktor f noch wesentlich kleinere Werte, wie eine Messung von Drude an sehr langen Spulen zeigt.

Bei der von ihm untersuchten Spule war $\frac{h}{2r} = 18$, $l = 534$ cm, $\lambda_0 = 572$ cm. Daraus ergibt sich $f = 1,07$. Das Verhalten langer Spulen befindet sich im Einklang mit der Lenzschen Formel.

II. Kreisförmiger Windungsquerschnitt des Rahmens.

Obwohl der kreisförmige Windungsquerschnitt praktisch nicht die gleiche Bedeutung besitzt wie der quadratische, soll doch noch kurz darauf eingegangen werden, weil sich hierbei die Möglichkeit bietet, den Gültigkeitsbereich der Lenzschen Formel an Hand der experimentell bestimmten Werte genauer abzugrenzen.

Für Rahmen mit verschiedenen Werten $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Durchmesser}} \frac{h}{2r}$ ergaben die Messungen die in der folgenden Tabelle enthaltenen Werte.

$\frac{h}{2r}$	n	$f_{ex.}$	f_L	$\frac{\Delta f}{f_L}$
0,0015	5	9,2	7,0	30 %
0,007	5	8,0	6,4	25
0,015	10	7,2	6,1	18
0,27	17	3,8	3,4	12
0,33	20	3,4	3,2	6

Für die Eigenwelle einer kurzen Zylinderspule hat Lenz die folgende Formel abgeleitet, die in unseren Bezeichnungen die Form annimmt

$$\frac{\lambda_0}{l} = \sqrt{\frac{\varepsilon_i + \varepsilon_a}{2}}\,\frac{\pi}{2}\,\sqrt{2 \ln \frac{16 \cdot 2r}{l} - \frac{7}{2}}$$

ε_i und ε_a sind die Dielektrizitätskonstanten des Innen- und Außenraumes der Spule. Die f_L-Werte der Tabelle sind unter der Annahme berechnet, daß $\varepsilon_i = \varepsilon_a = 1$ ist, d. h. daß die Spulenwindungen allseitig von Luft umgeben sind.

Diese Annahme trifft aber bei unseren gemessenen Rahmen nicht völlig zu, da die Windungen auf einen Holzreifen gewickelt sind, dessen Dielektrizitätskonstante sicherlich größer ist als 1.

Infolgedessen müssen die in der Tabelle angegebenen f_L-Werte zu klein ausfallen, was in der Tat der Fall ist.

Für Holz hat Drude experimentell einen mittleren ε-Wert von 3,8 bestimmt. Dieser Wert kann aber in unserem Fall für ε_1 nicht in seinem vollen Betrage eingesetzt werden, da nur ein Teil des Innenraumes vom Holz erfüllt ist. Nehmen wir ε_i beispielsweise zu 2 an und korrigieren wir hiermit unsereren f_L-Wert, so erhalten wir an Stelle von 7,0 den Faktor 8,6, der dem gemessenen Wert 9,2 bereits erheblich näher kommt.

Die mit zunehmenden $\frac{h}{2r}$ Werten kleiner werdenden Unterschiede zwischen berechneten und gemessenen Werten finden ihre Erklärung in der bereits von Drude angegebenen Erscheinung, daß der Einfluß der Dielektrizitätskonstante um so geringer wird, je länger die Spule im Verhältnis zum Durchmesser ist. Selbst unter der Annahme einer nicht sehr hohen Windungszahl, die den Lenzschen Voraussetzungen nicht ganz entspricht, gibt seine Formel praktisch brauchbare Werte für die Eigenschwingungen unserer Rahmenantennen. Wir haben sie angewandt auf Bereiche des $\frac{h}{2r}$, die sehr weit über die bisher von Drude und Lindemann untersuchten hinausgehen (s. Kurve).

Über den Einfluß der Windungszahl und der Länge des Kernes, der bei unseren Rahmen nicht wesentlich über die Windungsfläche hinausreichte, soll an anderer Stelle demnächst ausführlicher eingegangen werden.

In der Untersuchung über die Konstruktion von Teslatransformatoren kommt Drude zu dem Schluß, daß „die Größe f mit be-

ständig abnehmendem $\frac{h}{2r}$, d. h. beständig abnehmender Windungszahl wieder abnehmen muß."

Dieses Resultat ist in der obigen Fassung nicht vollkommen zutreffend und bedarf der Richtigstellung.

Mit abnehmender Windungszahl ($n = 6-10$) wird f in der Tat kleiner und kleiner und insoweit ist die Drudesche Schlußfolgerung

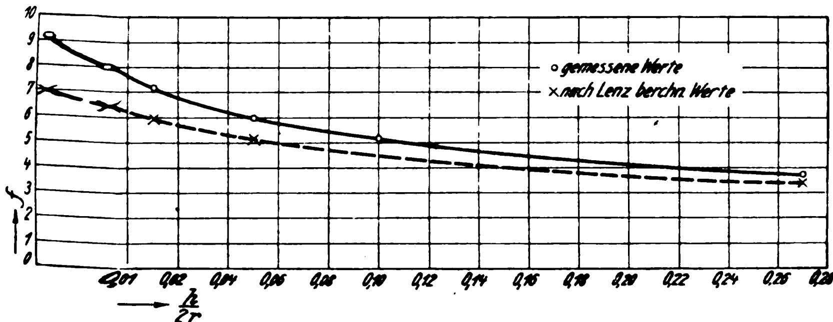


Fig. 12.

zweifellos einwandsfrei. Schließt man aber diesen Windungsbereich von der Betrachtung aus, so wächst im Gegenteil der Faktor f mit abnehmendem Verhältnis $\frac{h}{2r}$, wie sich aus den mitgeteilten Meßresultaten in Übereinstimmung mit der Lenzschen Formel ergibt.

Berechnung der Eigenwelle von eindrähtigen Rahmenantennen.

a) Quadratischer Windungsquerschnitt.

Die Eigenwelle einer einzigen Rahmenwindung läßt sich berechnen aus ihrer Kapazität C und ihrem Selbstinduktionskoeffizienten L nach der Formel

$$\lambda_0 = 2\pi\sqrt{LC}$$

Setzen wir hierin für L und C die von uns ermittelten Werte ein und zwar

$$L = 2l\left(\ln\frac{2l}{\varrho} - 2,85\right)$$

$$C = \frac{c \cdot l}{4} = 0,03 \cdot \frac{l}{4}$$

so ergibt sich

$$\lambda_0 = 2\pi \sqrt{2l\left[\ln\frac{2l}{\varrho} - 2,85\right] \cdot 0,03\,\frac{l}{4}}$$

oder anders geschrieben

$$\frac{\lambda_0}{l} = f = 0,245\,\pi \sqrt{\ln\frac{2l}{\varrho} - 2,85}$$

Hiernach hängt f ab von dem Werte des Verhältnisses $\frac{2l}{\varrho}$ und zwar wird es mit zunehmenden Werten $\frac{2l}{\varrho}$ ebenfalls wachsen, was die nach dieser Formel berechneten Werte und die Meßwerte bestätigen.

a	l	2ϱ	$f_{\text{ber.}}$	$f_{\text{beob.}}$	$\frac{\Delta f}{f_{\text{beob.}}}$
m	m	cm			%
0,5	2	0,1	2,05		
1,0	4	0,2	2,05		
17	68	0,3	2,23	2.3	3
80	320	0,6	2,55		

b) Kreisförmiger Windungsquerschnitt.

In der Formel für λ_0 setzen wir hier für L und C die folgenden Werte ein:

$$L = 2l\left(\ln\frac{2l}{\varrho} - 2,45\right)$$

$$c = b \cdot l = 0,0115 \cdot l$$

Der Wert $b = 0,0115$ ergibt sich aus dem von Gothe für viele Windungen berechneten Ausdruck

$$c = 0,115 \cdot l$$

durch Division mit 10.

Da bei kreisförmigem Windungsquerschnitt die Abhängigkeit der Kapazität von der Windungszahl in gleicher Weise bestehen bleiben wird wie bei quadratischem, so erscheint der obige Wert $b = 0,0115$ gerechtfertigt.

Wir erhalten nach Einsetzen dieser Werte in die Formel für λ_0 den Ausdruck

$$\lambda_0 = 2\pi \sqrt{2l\left[\ln\frac{2l}{\varrho} - 245\right] 0,0115\,l}$$

oder

$$\frac{\lambda_0}{l} = f = 0{,}303\,\pi \sqrt{\ln \frac{2l}{\varrho} - 2{,}45}$$

f hängt also auch bei kreisförmigem Windungsquerschnitt von dem Verhältnis $\frac{2l}{\varrho}$ ab in ganz ähnlicher Weise, wie bei quadratischem.

$2r$	l	g	$f_{\text{ber.}}$	$f_{\text{beob.}}$	$\frac{\Delta f}{f_{\text{beob.}}}$
m	m	cm			%
0,77	2,43	0,25	2,29	2,13	7,5
1,00	3,14	0,2	2,39		
17,00	63,4	0,3	2,45		

Der Wert 2,13 ist von Drude gemessen worden.

Unter der Voraussetzung gleicher Drahtlänge und gleichen Drahtdurchmessers wird

$$\frac{f_{\square}}{f_{\bigcirc}} \sim 0{,}8 \sqrt{1 - \frac{0{,}4}{\ln \frac{2l}{\varrho}}}$$

d. h. der Faktor f ist bei quadratischer Windungsfläche des Rahmens kleiner als bei kreisförmiger.

Rahmenantenne mit in einer Ebene liegenden Windungen (Flachrahmen).

Um den Einfluß der Wicklungsart des Rahmens zu untersuchen (Windungen in parallelen Ebenen und in einer Ebene) wurden Messungen an zwei Rahmen ausgeführt, deren Drahtlängen, Windungszahlen und Ganghöhe einander gleich gemacht worden waren.

$\frac{h}{2r}$	n	f	
0,007	5	8,4	Flachrahmen
0,007	5	8,0	normaler Rahmen

Bei Flachrahmen ergibt sich ein etwas größerer Wert für das Verhältnis $\frac{\text{Eigenwelle}}{\text{Drahtlänge}}$ als bei normal gewickeltem Rahmen.

Praktisch dürfte dieser Unterschied indessen wohl kaum von Bedeutung sein.

D. Oberwellen der Rahmenantenne.

Außer der Grundwelle λ_0 besitzt die Spule eine mehr oder weniger große Zahl von Oberwellen, die von Lenz in der bereits mehrfach angeführten Arbeit näher untersucht worden sind.

Für das Verhältnis der Wellenlängen von erster Oberschwingung λ_1 und Grundwelle λ_0 bei kurzen Spulen gibt er den Ausdruck

$$m = \frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{0{,}832}{\sqrt{2 \ln \frac{2r}{h} \cdot 16 - \frac{7}{2}}}$$

Je kleiner also das Verhältnis $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Durchmesser}}$ ist, um so kleiner wird auch m oder was dasselbe bedeutet, um so weiter liegen die beiden Wellen auseinander.

Wären die Oberwellen harmonisch, so müßte $m = 0{,}5$ sein.

Messungen von Lindemann an einer Spule $\left(\frac{h}{2r} = 0{,}12\right)$ ergaben für m den Wert 0,35.

Gothe fand an einer anderen $\left(\frac{h}{2r} = 0{,}2\right)$ $m = 0{,}36$. Bei einer Spule $\left(\frac{h}{2r} = 0{,}4\right)$ stellte ich $m = 0{,}45$ fest. Je länger also die Spule wird, um so harmonischer wird die Lage der Oberwellen.

Bei Rahmenantennen sind die Verhältnisse qualitativ und quantitativ nicht wesentlich andere, wie aus den Meßresultaten der folgenden Tabelle hervorgeht.

$\frac{h}{2r}$	m
0,05	0,22
0,1	0,34
1,0	0,51

Die Tatsache, daß bei sehr kurzen Spulen die Oberschwingungen um so unharmonischer liegen, je kleiner das Verhältnis $\frac{\text{Wickelhöhe}}{\text{Ganghöhe}}$ wird, ist von erheblicher praktischer Bedeutung für die Rahmenantenne.

Wir wollen einmal annehmen, daß der aus Rahmenselbstinduktion und Kapazität gebildete Schwingungskreis auf die Welle $\lambda = 1000$ m abgestimmt ist. Die Eigenwelle des Rahmens sei 700 m. Für ein Verhältnis $\frac{h}{a} \sim 0{,}05$ liegt dann die erste Oberschwingung bei etwa 150 m. Ein Sender, der mit dieser Welle arbeitet, wird den Empfang der 1000 m Welle stören. Die zwischen 150 m und etwa 1000 m liegenden Wellen werden dagegen Störungen nicht hervorrufen. Würde

man aber die Rahmenabmessungen so gewählt haben, daß $\frac{h}{a} \sim 1$ wird, so wären als Störwellen die vier Wellenlängen $\lambda = 500$ m, $\lambda \sim 300$ und $\lambda \sim 200$ aufgetreten, d. h. an Stelle einer einzigen, sehr kleinen deren drei.

Eine solche Rahmenantenne eignet sich daher für Empfangszwecke erheblich schlechter als eine mit sehr kleiner Wickelhöhe.

Da die praktisch gebräuchlichen Abmessungen für das Verhältnis $\frac{h}{a}$ Werte liefern, die zwischen 0,1 und 0,02 liegen, so ergibt sich daraus ein sehr günstiges Verhalten der Rahmenantennen gegenüber fremden Störwellen.

Über Gleichgewichtszustände bei den von glühenden Körpern entsandten Elektronen.

Von **M. von Laue.**

(Institut für theoretische Physik der Universität Frankfurt.)

§ 1. Die Differentialgleichung.

Bei allen den Verstärker- und Senderröhren, die in den verschiedenartigsten Formen in der Technik angewandt werden, ist die grundlegende physikalische Tatsache die Entsendung von Elektronen durch glühende Körper. Aus diesem Grunde hat die Schriftleitung dieses Jahrbuchs den Verfasser zu einem Bericht über einige theoretische Arbeiten aufgefordert, welche die Gleichgewichtszustände bei Glühelektronen zum Gegenstand haben.[1] Gewiß sind es eigentlich die Strömungen von Elektronen, welche für die Technik Bedeutung haben. Doch ist es ja eine wohlbekannte und sachlich gut begründete Tatsache, daß die Theorie zunächst einmal die statischen Verhältnisse klären muß, bevor sie an die stets erheblich verwickelteren dynamischen Vorgänge heran kann. Auch erscheint es uns nicht ausgeschlossen, daß die reine Statik der Glühelektronen für den Bau von Röhren der genannten Art Dienste leisten kann; denn solange man durch geeignete Wahl der Gitterspannung das Überströmen der Elektronen vom Glühfaden zur Anode verhindert, haben wir einen Gleichgewichtszustand

1) M. v. Laue, Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik **15**, S. 205, 257 und 301, 1918. Ann. d. Phys. (4) **58**, S. 695, 1919. Phys. Zeitschr. **20**, 202, S. 1919.

in der Röhre. Die Bedingungen für das erste Einsetzen des Stromes, also für den Anfangspunkt der kennzeichnenden Kurven, müssen sich aus statischen Überlegungen ableiten lassen.

Gleichgewichtszustände sind das eigentliche Gebiet der Thermodynamik; sowohl Gleichgewichtszustände in einer einzelnen Phase, als das Gleichgewicht zwischen verschiedenen Phasen. Die Gleichgewichtsbedingungen haben in ihren verschiedenen Formen immer das gemeinsam, daß darin die mit einer kleinen virtuellen Zustandsänderung verbundene Änderung einer thermodynamischen Funktion auftritt, der Entropie, der freien Energie F oder des thermodynamischen Potentials. Welche dieser Formen anzuwenden ist, hängt von der Nebenbedingung ab, welcher man diese Zustandsänderung unterwirft. Verlangt man z. B., daß sie die Temperatur unverändert läßt, so lautet die Bedingung:

$$\delta F = A, \tag{1}$$

wobei A die Arbeit ist, welche dem betrachteten System bei der Zustandsänderung von außen zugeführt wird. Diese Formulierung wollen wir im folgenden stets benutzen.

Wir wenden sie zunächst auf das innere Gleichgewicht einer Elektronenschar an. Von einem gewöhnlichen Gase unterscheidet sie sich dadurch, daß zwischen den Elektronen Abstoßungskräfte wirken, auch noch bei Abständen, welche so groß sind, daß gewöhnliche Moleküle keine Kräfte mehr aufeinander ausübten. Die Aufgabe, diesen Unterschied in seiner ganzen Allgemeinheit in der Theorie zum Ausdruck zu bringen, ist noch ungelöst. Wir wollen hier nur solche Zustände betrachten, in welchen der mittlere Abstand a der Elektronen so groß ist, daß die gegenseitige potentielle Energie ε^2/a im Mittel klein ist gegen die kinetische Energie eines Elektrons. Letztere aber beträgt nach der statischen Mechanik $\frac{3}{2} kT$, wobei

$$k = 1{,}34 \cdot 10^{-16}\,\mathrm{g} \cdot \mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{sec}^{-2}\,\mathrm{grad}^{-1}$$

die Boltzmannsche Konstante ist. Die erwähnte Bedingung lautet somit:

$$\frac{3}{2} kT \gg \frac{\varepsilon^2}{a}. \tag{2}$$

Ist diese Bedingung erfüllt, so können wir die Elektronenschar wie ein ideales Gas behandeln, freilich wie eins, das sich in einem äußeren (elektrischen) Kraftfeld befindet, obwohl dies Kraftfeld gerade durch die Ladungen der Elektronen hervorgerufen ist.[1]) Wir werden nämlich

1) In diesem Punkte muß der Verfasser die von W. Schottky (Phys. Ztschr. 20, 220, 1919) geübte Kritik als berechtigt anerkennen.

an der elektrischen Feldstärke in einem Punkte zwei Anteile unterscheiden können. Einmal den Wert der Feldstärke $\mathfrak{E}$, der entsteht, wenn wir über einen nicht zu kleinen Raum r die wirklich vorhandenen Feldstärken mitteln. Dazu aber kommt noch ein mit wechselndem Ort rasch und unregelmäßig schwankender Betrag $\mathfrak{e}$, der die Folge der unregelmäßigen Verteilung der Elektronen ist. Die Energie des elektrischen Feldes, gebildet über den Raum V, ist dann

$$\frac{V}{8\pi}[\mathfrak{E}^2 + 2\,(\overline{\mathfrak{E}\mathfrak{e}}) + \overline{\mathfrak{e}^2}],$$

wobei die Striche Mittelwerte andeuten sollen. Nun ist aber das skalare Produkt

$$(\overline{\mathfrak{E}\mathfrak{e}}) = (\mathfrak{E}\bar{\mathfrak{e}}) = 0,$$

da $\mathfrak{E}$ nach Richtung und Größe im Mittelungsbereich unveränderlich, $\mathfrak{e}$ aber unregelmäßig und rasch veränderlich, also $\bar{\mathfrak{e}} = 0$ ist. Und nach (2) wird $\frac{V}{8\pi}\overline{\mathfrak{e}^2}$, die gesamte gegenseitige potentielle Energie der in diesem Bereich enthaltenen Elektronen, klein gegen deren gesamte kinetische Energie. Das aber sind genau die Verhältnisse, welche wir bei einem idealen Gase in einem äußeren Kraftfelde haben.

Auf diese Verhältnisse wenden wir die Bedingung (1) des thermodynamischen Gleichgewichts an. Die virtuelle Änderung, welche wir betrachten, bestehe in der Überführung von δn Elektronenmolen (deren jedes $N = 6{,}2 \cdot 10^{23}$ Elektronen umfaßt) von einer Stelle, da das Feld $\mathfrak{E}$ das elektrostatische Potential φ_a hat, zu einer Stelle b mit dem Potential φ_b. Die Arbeit, welche dabei das Feld der Elektronenschar zuführt, ist, wenn ε die Ladung eines Elektrons bedeutet:

$$A = \delta n\, N \varepsilon (\varphi_a - \varphi_b). \tag{3}$$

Um andererseits die entsprechende Änderung der freien Energie F zu berechnen, gehen wir davon aus, daß diese für n Mole eines einatomigen idealen Gases von der Temperatur T und dem Druck p beträgt:

$$F = n\,RT\left[1 - \frac{5}{2}\log T + \log p - \log\frac{2\,\pi m^{3/2} k^{5/2}}{h^3}\right]. \tag{4}$$

Dabei ist R die Gaskonstante, m ($= 9 \cdot 10^{-28}$ g) die Masse eines Elektrons, k die schon erwähnte Boltzmannsche Konstante und h das Plancksche elementare Wirkungsquantum ($= 6{,}5 \cdot 10^{-27}$ g · cm² sec⁻¹). Die Abhängigkeit der freien Energie von T und p entspricht einer bekannten Formel der klassischen Thermodynamik, welche aber noch in der Klammer eine additive Konstante unbestimmt ließ. Den hier hingeschriebenen Wert dieser Konstanten verdanken wir quanten-

theoretischen Überlegungen von Sackur, Tetrode, Stern.[1]) Er hat sich empirisch gut bestätigt, und wir wüßten kein Bedenken, ihn auf die Elektronenschar zu übertragen, sofern wir sie — gemäß Bedingung (2) — als Gas betrachten. Die Massendichte und ebenso die elektrische Dichte dieser Schar sind nun aber bis auf einen von T abhängigen Faktor proportional zu p, und zwar ist

$$\frac{\varrho}{\varepsilon} = \frac{p}{kT}, \tag{4a}$$

denn beide Seiten dieser Gleichung stellen die Zahl der Elektronen dar, welche der Raum enthält, über den wir zur Berechnung von ϱ und p gemittelt haben; für die rechte Seite folgt dies aus der Zustandsgleichung der Gase, wenn wir in ihr noch $R = N \cdot k$ setzen. Also können wir statt (4) auch schreiben

$$F = n\,RT\,[\log \varrho + f(T)],$$

indem wir mit f eine Funktion von T allein einführen.

Die isotherme Überführung von δn Molen Elektronengas von der Stelle a zur Stelle b verändert nun die gesamte freie Energie um

$$\delta F = \delta n\,RT \log \frac{\varrho_b}{\varrho_a}. \tag{4b}$$

Die Gleichsetzung der Ausdrücke (3) und (4b) gemäß (1) liefert:

$$\log \varrho_a + \frac{N\varepsilon}{RT}\varphi_a = \log \varrho_b + \frac{N\varepsilon}{RT}\varphi_b;$$

d. h. beide Seiten der Gleichung sind vom Ort unabhängig. Daraus schließen wir in Rücksicht auf die Beziehung $R = Nk$ weiter:

$$\varrho = \frac{\varrho_0}{4\pi} e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{kT}}; \tag{5}$$

ϱ_0 bedeutet eine vom Ort unabhängige Konstante. Diese Gleichung stellt einen Sonderfall des Boltzmannschen Verteilungssatzes aus der statischen Mechanik dar.[2])

Formel (5) ermöglicht die Berechnung der mittleren elektrischen

1) H. Tetrode, Ann. d. Phys. **38**, S. 434 und **39**, S. 255, 1912. O. Sackur, Ann. d. Phys. **40**, S. 67, 1913. O. Stern, Phys. Ztschr. **14**, S. 629, 1913. Über die empirischen Bestätigungen vgl. W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes, S. 154, Halle 1918.

2) Beim Verteilungssatz steht im Exponenten die gesamte potentielle Energie, dividiert durch kT. Ist die gegenseitige Energie der Nachbarelektronen zu vernachlässigen, aber auch nur dann — das hatten wir früher übersehen — wird $\varepsilon\varphi$ diese potentielle Energie, wo φ das gemittelte Potential ist.

Dichte ϱ aus dem Potential φ des gemittelten Feldes $\mathfrak{E}$. Dies ist aber nicht vorgegeben, da es ja selbst erst durch die Elektronenschar erzeugt wird. Wir brauchen daher zur Ermittlung von ϱ als Funktion des Ortes noch eine weitere Beziehung zwischen φ und ϱ. Diese liefert uns einfach die Laplace-Poissonsche Differentialgleichung

$$\Delta\varphi = -4\pi\varrho .$$

Ihre Vereinigung mit (5) ergibt

$$\Delta\varphi = -\varrho_0 e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{kT}} . \tag{6}$$

Aus dieser Differentialgleichung haben wir das Potential φ zu bestimmen. Aus (5) können wir dann auch die Dichteverteilung der Elektronenschar in einem thermodynamischen Gleichgewicht berechnen. Die ersten Anwendungen dieses Verfahrens stammen von O. W. Richardson und W. Schottky.[1])

Bevor wir aber an die Integration von (6) gehen, sei noch, um eine vorläufige qualitative Übersicht zu gewinnen, eine Bemerkung gestattet. Jede Elektronenschar muß sich mindestens an eine Glühelektrode anlehnen, und deren Temperatur muß mit der ihrigen übereinstimmen — sonst hätten wir ja gewiß kein Gleichgewicht. Kennzeichnend für die Natur einer Glühelektrode und Funktion der Temperatur ist die Grenzdichte ϱ_g, welche die Elektronenwolke an ihr besitzt. Drude und andere haben eine Elektronentheorie der Metalle auf die Annahme gegründet, daß die Elektronen im Metall sich wie ein ideales Gas verhalten. Unter der weiteren Annahme, daß zwischen dem Inneren des Metalls und dem Außenraum ein Unterschied b in der potentiellen Energie für die Elektronen besteht, hat dann Richardson für die Grenzdichte die Formel

$$\varrho_g = a e^{-\frac{b}{T}} \tag{6a}$$

angegeben, wo a und b Konstanten des Stoffes sind; letztere ist von der Dimension der Temperatur. Mit den Messungen über den Sättigungsstrom von glühenden Metallen stimmt sie insofern überein, als die Richardsonsche Formel[2])

$$i = A T^{1/2} e^{-\frac{b}{T}}$$

für diesen Strom aus ihr folgt, und diese wiederum sich mit den

1) O. W. Richardson, Phil. Trans. A. 201, S. 516, 1903. W. Schottky, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 12, S. 147, 1915 (bes. S. 199).

2) Vgl. hierzu den Artikel „Glühelektroden“ von O. W. Richardson im Marxschen Handbuch der Radiologie Band IV, Leipzig 1917.

Messungen verträgt. Die Konstante b, der Dimension nach eine Temperatur, ist dabei immer weit höher als alle erreichbaren Temperaturen T. Doch sind diese Messungen viel zu ungenau, um über die Richtigkeit des Faktors $T^{1/2}$ in dem Exponenten T und die Unveränderlichkeit von b zu entscheiden. Immerhin können wir daraus entnehmen, daß ϱ_g mit wachsendem T sehr rasch, viel schneller als proportional zu T, ansteigt. Die Differentialgleichung (6) sowie diese Ausführungen über ϱ_g werden als Grundlagen für alle folgenden Erörterungen genügen.

§ 2. Lösungen der Differentialgleichung (6).

Wir wollen nun ein paar einfache Lösungen der Differentialgleichung (5) angeben, ohne auf ihre Ableitung einzugehen; daß sie tatsächlich Lösungen sind, kann der Leser leicht durch Ausrechnung des Ausdrucks $\Delta\varphi$, bestätigen. Wir beginnen mit denjenigen Fällen, in denen die Potentialfunktion nur von einer Koordinate, x, abhängt, und zwar können wir in diesem Punkte Vollständigkeit erreichen; es gibt keine weitere Lösung dieser Art, als die drei, die wir nun aufführen werden. — Zur Abkürzung setzen wir

$$\frac{\varepsilon}{k\,T} = \alpha \tag{7}$$

und machen darauf aufmerksam, daß α wie die Ladung ε eines Elektrons negativ ist. Desgleichen ist nach (5) die Konstante ϱ_0 negativ, also das Produkt $\alpha\,\varrho_0$ und das Verhältnis $\alpha : \varrho_0$ positiv.

Als erste Lösung der erwähnten Art führen wir an:

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= \frac{1}{\alpha}\left\{\log\left[\mathfrak{Sin}^2\left(\frac{1}{2}\,\alpha\,K(x-x_0)\right)\right] - \log\frac{\alpha\,K^2}{2\,\varrho_0}\right\}\\ \varrho &= \frac{\alpha\,K^2}{8\pi\cdot\mathfrak{Sin}^2\left(\frac{1}{2}\,\alpha\,K(x-x_0)\right)}\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

K ist dabei eine Integrationskonstante, die wir unbeschadet der Allgemeinheit als positiv voraussetzen können, da ein Zeichenwechsel bei ihr φ unverändert läßt. Wir brauchen aus demselben Grunde die Gleichung nur für positive Werte von $x - x_0$ zu erörtern. Dabei fällt uns zunächst in die Augen, daß φ für $x = x_0$ positiv unendlich wird; denn der hyperbolische Sinus verschwindet zugleich mit seinem Argument und der Logarithmus davon wird negativ unendlich. Für hinreichend große Werte von $x - x_0$ hingegen wird

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{Sin}\left(\frac{1}{2}\alpha K(x-x_o)\right) &= -\frac{1}{2}e^{-\frac{1}{2}\alpha K(x-x_0)}\\ \varphi &= -K(x-x_0)-\frac{1}{\alpha}\log\frac{2\alpha K^2}{\varrho_0}\end{aligned}\right\}\quad(9)$$

Der Verlauf von φ ist somit durch Fig. 1 dargestellt, in welche auch noch die Kurven für die Feldstärke $d\varphi/dx$ und die Absolutwerte $-\varrho$ der elektrischen Dichte eingetragen sind.

Wenn wir nach der physikalischen Bedeutung dieser Lösung fragen, so müssen wir auf jeden Fall nahe bei der Stelle x_0 eine Glühelektrode annehmen, an welche die Elektronenwolke sich anlehnt. Je höher die Temperatur, je höher also die Grenzdichte ϱ_g an ihr, um so näher an x_0 muß sie liegen. Andererseits herrscht in größerem Abstande von dieser Elektrode nach (9) ein homogenes, also ladungsfreies, elektrostatisches Feld. Wir müssen somit hier, falls dieser Bereich verwirklicht ist, eine Elektrode annehmen, die vermöge ihres hohen negativen Potentials die von der Glühelektrode entsandten Elektronen abstößt und selbst keine aussendet; also eine kalte Elektrode. Gleichung (8) stellt also den Zustand in einem ebenen Kondensator mit einer Glühelektrode als Platte dar, wenn das elektrische Feld die Elektronen gegen diese Platte drückt; K ist der Betrag der Feldstärke in den Raumteilen, die von Elektronen frei sind. Je größer K, bei um so kleinerem Wert von $x - x_0$ beginnt die Gültigkeit der Näherung (9), um so schmaler ist also die von den Elektronen eingenommene Schicht.

Ganz ähnlich lautet die zweite, von W. Schottky a. a. O. angegebene Lösung, nämlich:

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= \frac{1}{\alpha}\left\{\log\left[\sin^2\left(\frac{1}{2}\alpha K(x-x_0)\right)\right]-\log\frac{\alpha K^2}{2\varrho_0}\right\}\\ \varrho &= \frac{\alpha K^2}{8\pi\sin^2\left(\frac{1}{2}\alpha K(x-x_0)\right)}\end{aligned}\right\}\quad(10)$$

Die Integrationskonstante K dürfen wir aus demselben Grunde, wie soeben, positiv nehmen. Wie die Sinusfunktion nimmt φ alle Werte, zu denen es überhaupt befähigt ist, in dem Bereiche

$$x_o \leqq x \leqq x_0' = x_0 - \frac{2\pi}{\alpha K}$$

an; darüber hinaus wiederholt es sich periodisch, so daß wir uns auf

ihn beschränken können. Hier wird φ an zwei Stellen, nämlich an den Grenzen des Bereiches, positiv unendlich. In der Mitte zwischen ihnen liegt eine Symmetrieebene, welche das einzige Minimum von φ enthält, so daß Fig. 2 den Zustand darstellt. Zur physikalischen Deutung brauchen wir hier im allgemeinen zwei Glühelektroden, da die Dichte nirgends sehr klein zu sein braucht. Diese müssen selbst-

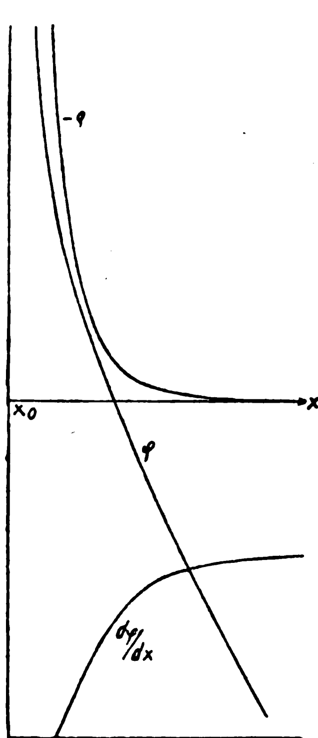


Fig. 1.

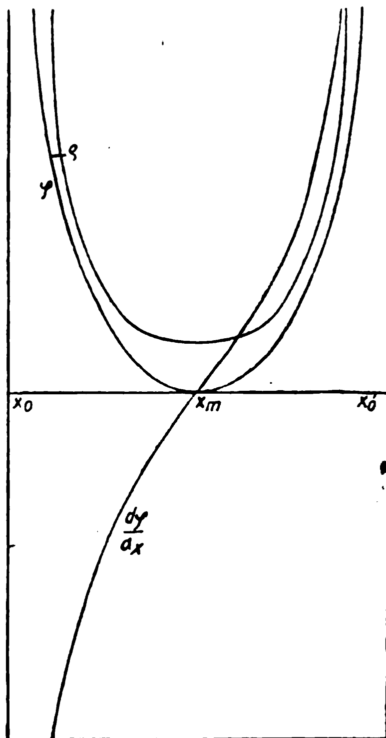


Fig. 2.

verständlich gleiche Temperatur haben, denn sonst ist kein thermodynamisches Gleichgewicht möglich. Dennoch können die Grenzdichten an ihnen verschieden sein, wenn sie aus verschiedenem Material bestehen, und wir können dem mit unserer Gleichung Rechnung tragen, indem wir sie an zwei von der Symmetrieebene verschieden weit entfernte Stellen setzen; diese können sowohl auf der gleichen Seite der Symmetrieebene liegen, als auf verschiedenen. In letzterem Fall findet

sich zwischen ihnen ein Potential- und Dichteminimum, in jenem nicht. Sind sie aus dem gleichen Material, so müssen wir sie auch in gleichem Abstande von der Symmetrieebene anordnen und dann liegt zwischen ihnen unter allen Umständen ein Minimum der genannten Art. Gleichung (10) gibt also den Zustand in einem ebenen Kondensator mit zwei glühenden Platten an.

Verweilen wir noch ein wenig bei dem Fall zweier gleichen Elektroden. Wir bezeichnen ihren Abstand mit $2d$, ihre Grenzdichte mit ϱ_g und formen Gleichung (10) zunächst dadurch ein wenig um, daß wir

$$x_0 = -\frac{\pi}{\alpha K}$$

setzen, so daß wir

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{\alpha}\left\{\log\left[\cos^2\left(\frac{1}{2}\alpha K x\right)\right] - \log\frac{\alpha K^2}{2\varrho_0}\right\} \\ \varrho &= \frac{\alpha K^2}{8\pi\cos^2\left(\frac{1}{2}\alpha K x\right)} \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

erhalten. Es kann nun eintreten, daß

$$\left(\frac{1}{2}\alpha K d\right)^2 \ll 1 \quad (12)$$

ist; dann ist der Kosinus in dem ganzen in Betracht kommenden Bereiche nahe gleich 1 und die Dichte nahezu unveränderlich, also auch noch

$$\varrho_g = \frac{\alpha K^2}{8\pi} \,. \quad (13)$$

Die physikalische Bedingung für diesen Zustand erhalten wir, wenn wir die Konstante K aus (12) und (13) eliminieren; sie lautet im Hinblick auf (7):

$$2\pi\varrho_g \alpha d^2 = \frac{2\pi\varrho_g \varepsilon}{k T} d^2 \ll 1 \,. \quad (14)$$

Für die Potentialfunktion kann man dann nach (11) die Näherung benutzen:

$$\varphi = -\frac{1}{\alpha}\log\frac{\alpha K^2}{2\varrho_0} - \frac{1}{4}\alpha K^2 x^2 \,. \quad (15)$$

In Fig. 2 sind dann beide Platten nahe an das Minimum heran zu legen. Der entgegengesetzte Grenzfall ist durch die Forderung

$$\left(\frac{1}{2}\alpha K d\right)^2 \text{ nahezu gleich } \frac{\pi}{2} \quad (16)$$

gekennzeichnet. In ihm ist

$$\varrho_g \gg \frac{\alpha K^2}{8\pi}, \tag{17}$$

und die physikalische Bedingung für ihn heißt:

$$4\,\varrho_g\,\alpha\,d^2 = \frac{4\,\varrho_g\,\varepsilon}{k\,T}\,d^2 \gg 1\,. \tag{18}$$

Dann liegen beide Platten nahe den Unendlichkeitsstellen der Fig. 2 und zwischen ihnen findet sich ein tiefes Potential- und Dichteminimum. Der Anstieg der Potentialfunktion und der Dichte von ihm aus zu den Grenzwerten an den Platten erfolgt um so plötzlicher und steiler, je besser die Bedingung (16) erfüllt ist; um so tiefer, und vor allem um so breiter wird das Minimum. Und dieser Fall kennzeichnet so recht die Verteilungen von Glühelektronen. Die gegenseitige Abstoßung drängt sie zu Oberflächenschichten zusammen, die dicht an den Glühelektroden anliegen. — Bei der Bedingung (14) ist das nur noch sehr wenig ausgeprägt. Da ϱ_g sehr viel schneller wächst als proportional zur Temperatur, so ist Bedingung (14) für ein vorgegebenes d nur unterhalb, Bedingung (17) dagegen oberhalb einer gewissen Temperatur erfüllt. Schätzungen, die wir an anderem Orte im Anschluß an Messungen von Langmuir über die Grenzdichte ϱ_g bei Wolfram vorgenommen haben, zeigen, daß d bei einer Temperatur von 2400° abs., falls (14) befriedigt sein soll, höchstens von der Größenordnung 10^{-4} cm sein darf.[1])

Die dritte, nur von x abhängige Lösung, welche Richardson a. a. O. gefunden hat, können wir aus (8) und aus (10) durch einen Grenzübergang gewinnen. (Doch ist es auch leicht, sie unmittelbar als Lösung durch Rechnung zu bestätigen.) Wir können diese Gleichungen nämlich schreiben:

$$\left.\begin{aligned}\varphi = \frac{1}{\alpha}\Big\{\log\left(\frac{1}{2}\alpha\,\varrho_0(x-x_0)^2\right) \pm \frac{1}{3}\left(\frac{1}{2}\alpha\,K(x-x_0)\right)^2 - \\ -\frac{1}{90}\left(\frac{1}{2}\alpha\,K(x-x_0)\right)^4 \ldots\Big\},\end{aligned}\right\} \tag{19}$$

wobei das obere Vorzeichen für (8), das untere für (10) gilt. Setzen wir $K = 0$, so finden wir:

$$\varphi = \frac{1}{\alpha}\log\left(\frac{1}{2}\alpha\,\varrho_0(x-x_0)^2\right), \quad \varrho = \frac{1}{2\pi\alpha(x-x_0)^2}\,. \tag{20}$$

Nach dieser Gleichung wird φ wie bisher positiv unendlich bei $x - x_0$

1) Vgl. hierzu Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 15, S. 250, 1918 und Ann. d. Phys. 58, S. 695, 1919.

hat aber im Gegensatz zu (10) nur diese eine positive Unendlichkeitsstelle, und wird im Gegensatz zu (8) für große positive Werte von $x - x_0$ in weit geringerem Maße negativ unendlich, als dort; nämlich nur logarithmisch (Fig. 3). Ihre physikalische Deutung liefert uns

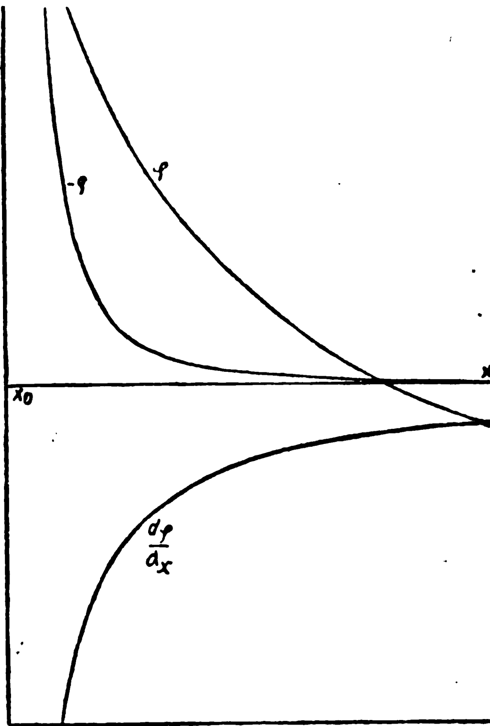


Fig. 3.

die folgende Überlegung: Liegt bei x_g eine Glühelektrode, deren Grenzdichte

$$\varrho_g \gg \frac{\alpha K^2}{8\pi}$$

ist (vgl. (17)), so ist nach (8) oder (10) $\frac{1}{2}\alpha K(x_g - x_0)$ eine kleine Zahl. Dann können wir also für die Nähe dieser Elektrode nach (15) Gleichung (20) anwenden, gleichgültig, wie sich das Feld des weiteren nach Fig. 1 oder nach Fig. 2 fortsetzt. Nun mißt K in beiden Fällen die Stärke der äußeren Einwirkung; nämlich bei (8) gibt es die Stärke des elektrischen

Feldes an, welches die Elektronen gegen die glühende Platte drückt, bei (10) aber wächst mit Null werdendem K der Abstand der zweiten Glühelektrode (welche ja den Zustand an der ersten mit beeinflußt) über alle Grenzen. Gleichung (20) gibt also die Elektronenverteilung vor einer Glühelektrode bei fehlender äußerer Einwirkung an. Diese Verteilung geht stetig aus den Zuständen nach (8) oder (10) hervor, wenn wir die äußeren Einwirkungen immer geringer werden lassen. Ähnlich wie ein leitender Körper, nur nicht so vollständig, schützt die Elektronenwolke ihr Inneres vor elektrischen Einflüssen von außen. — Wir fügen sogleich hinzu: Wenn bei zwei ebenen, parallelen Glühelektroden aus gleichem Stoff die Bedingung (17) erfüllt ist, so ist in der Nähe der Elektroden selbst von deren gegenseitigen Einwirkung nichts mehr zu spüren.

Von Lösungen, die von mehr als einer Koordinate abhängen, erwähnen wir hier zwei, welche axiale Symmetrie zeigen, weil sie ein gewisses Licht werfen auf die Zustände, die sich in Verstärkerröhren in der Nähe des Glühfadens finden, solange von ihm noch kein oder doch kein erheblicher Strom ausgeht. Freilich weichen die Verhältnisse dabei insofern von unseren Voraussetzungen erheblich ab, als ja längs dieser Glühfäden wegen ihrer Heizung durch den Strom ein erhebliches Potentialgefälle liegt, das streng genommen jedes Gleichgewicht mit den umgebenden Elektronen ausschließt. Doch sehen wir von diesem Unterschied hier ab.

Nennen wir den senkrechten Abstand des Aufpunktes von einer geraden Achse r, so ist

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{\alpha}\left\{\log\left[\left(\left(\frac{r}{r_0}\right)^C - \left(\frac{r_0}{r}\right)^C\right)^2\right] + \log\frac{\alpha\,\varrho_0\,r^2}{8\,C^2}\right\} \\ \varrho &= \frac{2\,C^2}{\pi\,\alpha\,r^2\left[\left(\frac{r}{r_0}\right)^C - \left(\frac{r_0}{r}\right)^C\right]^2} \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

die eine dieser Lösungen. Die Integrationskonstante C dürfen wir dabei aus demselben Grunde wie früher als positiv annehmen. Wir erörtern sie nur für $r \geqq r_0$. Für $r = r_0$ wird φ positiv unendlich, bei einem je nach den Umständen wenig oder bedeutend größeren Werte muß also die Oberfläche einer Glühelektrode liegen. Für sehr große Werte von r wird hingegen φ negativ unendlich entsprechend der Näherung:

$$\varphi = \frac{1}{\alpha}\left\{2(1 + C)\log\left(\frac{r}{r_0}\right) + \log\frac{\alpha\,\varrho_0\,r_0^{\,2}}{8\,C^2}\right\}, \qquad (21\,\text{a})$$

welche einem elektrostatischen Felde von der Stärke $2(1 + C) : |\alpha|\,r$ entspricht. Wie man das an Gleichung (5) allgemein sehen kann, muß sich zugleich ϱ dem Wert Null nähern, in der Tat gilt hier für große R:

$$\varrho = \frac{2\,C^2}{\pi\,\alpha\,r_0^{\,2}}\left(\frac{r_0}{r}\right)^{2(1+C)}.$$

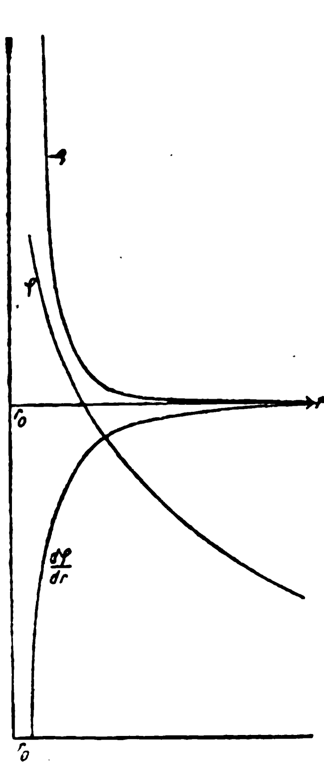


Fig. 4.

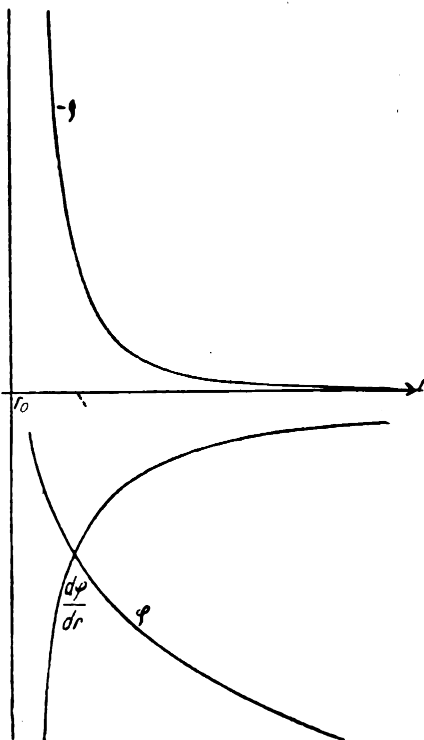


Fig. 5.

Gleichung (21) gibt somit den Zustand außerhalb eines glühenden Zylinders wieder, wenn ein axial symmetrisches elektrisches Feld die Elektronen gegen ihn drückt (Fig. 4).

Macht man an (21) den Grenzübergang zu $C = 0$, so findet man:

$$\varphi = \frac{1}{\alpha} \log \left[\frac{1}{2} \alpha \varrho_0 r^2 \left(\log \frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad \varrho = \frac{1}{2 \pi \alpha r^2 \left(\log \frac{r}{r_0} \right)^2}, \quad (22)$$

was wir wiederum nur für $r \geqq r_0$ erörtern. In der Nähe von r_0 muß wiederum eine Glühelektrode liegen, und mit immer wachsendem r geht φ wieder negativ ins Unendliche; aber in weit schwächerer Weise, als nach (21a), da hier der Ausdruck für die Feldstücke

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{2}{\alpha r} \left(1 + \frac{1}{\log \frac{r}{r_0}} \right)$$

lautet. Die Feldstärke nimmt also nicht wie $1/r$ ab, sondern der Faktor von $1/r$ wird selbst noch mit zunehmendem r immer kleiner, bis zum Grenzwert $\frac{2}{|\alpha| r} = \frac{2kT}{|\varepsilon| r}$. (Vgl. Fig. 5. Alle diese Figuren sind zahlenmäßig genau berechnet und gezeichnet von Herrn Dr. M. Linnemann in Würzburg.) Eine axial-symmetrische Lösung, welche im Unendlichen eine kleinere Feldstärke lieferte, gibt es nicht.[1]) Das bedeutet physikalisch: Damit ein Glühdraht überhaupt noch die ihn umgebende Elektronenwolke festzuhalten vermag, muß er auf der Längeneinheit eine positive Ladung tragen, welche die negative Ladung der Wolke pro Längeneinheit um $kT/|\varepsilon|$ elektrostatische Einheiten übertrifft. Vermindert man seine positive Ladung unter dies Maß, so gibt es kein Gleichgewicht mehr, sondern es strömen dauernd Elektronen nach außen ab.

§ 3. Die Grenzdichte ϱ_g.

Am Schluß von § 1 haben wir angegeben, in welche Abhängigkeit von der Temperatur Richardson die Grenzdichte setzt. Er geht dabei von einer kinetischen Hypothese aus. Wir wollen hier untersuchen, was wir ohne solche Hypothese rein aus der thermodynamischen Gleichgewichtsbedingung (1) in Verbindung mit der Formel (4) für die freie Energie eines idealen Gases schließen können.

Wir denken uns zu diesem Zweck als virtuelle Veränderung die Überführung von δn Elektronenmolen aus dem Inneren einer Glüh-

1) Wie nämlich im Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 15, S. 226, 1918 gezeigt ist, entspricht jeder axial-symmetrischen Lösung eine nur von der x-Koordinate abhängige, und umgekehrt. Wir haben aber a. a. O. alle nur von x abhängige Lösungen in axial-symmetrische umgewandelt, und dabei keine gefunden, für welche die Feldstärke im Unendlichen stärker verschwände, als im Text angegeben.

elektrode in die unmittelbar angrenzenden Teile der ihr anlagernden Elektronenwolke, welche noch dasselbe Potential wie die Elektrode und die Dichte ϱ_g haben. Außer der Temperatur bleibe dabei der Druck p unverändert. Dabei wird sich die freie Energie der Elektrode, F_m, ändern, und zwar um $\mu\,\delta n$, wenn wir

$$\frac{\partial F_m}{\partial n} = \mu \tag{23}$$

setzen; die Änderung der freien Energie des Gases beträgt hingegen nach (4):

$$\delta F = \delta n\, R T \left[1 - \frac{5}{2} \log T + \log p - \log \frac{2\,\pi\, m^{3/2} k^{5/2}}{p^3} \right].$$

Dabei müssen wir die Arbeit $A = \delta n \cdot R T$ gegen den Gasdruck leisten. Infolgedessen verlangt Gleichung (1):

$$\log p = \frac{5}{2} \log T + \frac{\mu}{R T} + \log \frac{2\,\pi\, m^{3/2} k^{5/2}}{h^3}.$$

Dies wäre die Gleichung der Verdampfungskurve der Elektronen, ausgesprochen als Beziehung zwischen dem Grenzdruck p und der Temperatur T. Nun führen wir aber nach (4a) für p die Grenzdichte ϱ_g ein. Das ergibt:

$$\varrho_g = \varepsilon \frac{(2\,\pi\, m k)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} e^{\frac{\mu}{R T}}. \tag{24}$$

Der Faktor der e-Funktion ist hier universell. Die Eigenschaften der Elektrode kommen lediglich in dem μ zum Ausdruck, welches nach (23), wie F_m selbst, eine vom Material abhängige Temperaturfunktion ist. Es ist nun wichtig, daß sie auch bei einer anderen, wohlbekannten physikalischen Erscheinung eine Bedeutung besitzt.[1])

Berühren sich zwei metallische Leiter der Elektrizität, a und b, so besteht im Gleichgewicht zwischen ihnen ein Potentialunterschied $\varphi_a - \varphi_b$, der durch die Voltasche Spannungsreihe festgelegt ist, aber wohl noch — die Messungen darüber sind alle höchst ungenau — etwas von der Temperatur abhängt. Immerhin scheint festzustehen, daß diese Unterschiede stets in der Größenordnung eines Volts liegen.

Die thermodynamische Gleichgewichtsbedingung[2]) für den Übergang von Elektronen von b nach a aber lautet

1) Formel (24) hat der Verfasser zuerst auf einem minder einfachen, wenn auch durchaus richtigen Wege abgeleitet; das hing mit den nunmehr erledigten Zweifeln zusammen, ob man die Elektronen noch als Gas betrachten könnte.

2) Vgl. hierzu M. Planck, Wied. Ann. 44, S. 383, 1891.

$$\frac{\partial F_a}{\partial n} - \frac{\partial F_b}{\partial n} = -N\varepsilon(\varphi_a - \varphi_b)$$

oder nach (23)

$$\mu_a - \mu_b = -N\varepsilon(\varphi_a - \varphi_b). \tag{25}$$

Danach bestimmt die Größe μ die Stellung des betreffenden Stoffs in der Voltaschen Spannungsreihe;[1]) in Übertragung eines in der physikalischen Chemie häufig gebrauchten Ausdrucks nennen wir sie dessen „Elektronenaffinität". Nach der ungefähren Übereinstimmung zu schließen, die zwischen Gleichung (24) und der von Richardson kinetisch abgeleiteten Formel

$$\varrho_g = A \cdot e^{-\frac{b}{T}}$$

(wo b eine positive Konstante ist) besteht, ist μ stets negativ. Für ein Alkalimetall a und ein anderes, b, ist $\varrho_a - \varrho_b > 0$, also nach (25), da $\varepsilon < 0$, $|\mu_a| < |\mu_b|$. Darin drückt sich aus, daß ein Alkalimetall die Elektronen besonders leicht abgibt.

Und nun schließt sich der Ring unserer Betrachtungen. Nach dem Boltzmannschen Verteilungssatz, wie wir ihn in Gleichung (5) aussprechen, müssen die Grenzdichten ϱ_a und ϱ_b der Elektronen an den Stoffen a und b der Beziehung

$$\frac{\varrho_a}{\varrho_b} = e^{-\frac{\varepsilon}{kT}(\varphi_a - \varphi_b)}$$

genügen. Aus dem Gleichgewichtsgesetz (24) aber folgt:

$$\frac{\varrho_a}{\varrho_b} = e^{\frac{\mu_a - \mu_b}{RT}}.$$

Da $R = Nk$ ist, stimmen beide Ausdrücke nach (25) überein.

Es können somit verschiedene metallische Leiter mit demselben Elektronenschwarm in Berührung stehen, ohne daß das Gleichgewicht gestört wird, wenn zwischen ihnen der Voltasche Potentialunterschied herrscht. Berühren sie sich unmittelbar oder stehen sie durch andere metallische Leiter der gleichen Temperatur in Verbindung, so stellt sich dieser Unterschied durch Leitungsvorgänge von selbst ein. Fehlt aber die leitende Verbindung, so schlagen sich aus der Wolke so lange Elektronen auf dem einen Körper nieder, während der andere solche abgibt, bis der richtige Unterschied $\varphi_a - \varphi_b$ erreicht ist. Dies ist nun

1) In der Literatur findet man manchmal unterschieden zwischen einer Voltaschen Potentialdifferenz und einer Kontaktpotentialdifferenz. Wir meinen hier, wie aus dem Text ja hervorgeht, falls diese Unterscheidung zu Recht besteht, die letztere.

freilich selbstverständlich; daß wir es aber aus unserem Gleichgewichtsgesetz (24) ableiten können, bestätigt uns die Richtigkeit dieses Gesetzes.

Trotzdem wir die Richardsonsche Gleichung (6a) für ϱ_g für weniger gut begründet halten, als Formel (24), so stellt sie doch zweifellos, schon wegen ihrer Ähnlichkeit mit dieser, eine gute Näherung dar. Aus Messungen von Langmuir über die Sättigungsströme, die man von glühendem Wolfram erhält, haben wir früher Schätzungen über die Grenzdichte versucht[1]), welche wir hier zu einer Prüfung erweitern wollen, ob die Bedingung (2) auch erfüllt ist. Wir berechnen dazu den mittleren Abstand a der Elektronen als $\sqrt[3]{\frac{\varepsilon}{\varrho_g}}$. So entsteht die Tabelle:

T	ϱ_g/ε	a	ε^2/a	$\frac{3}{2}kT$
2400°	$3{,}1\cdot10^{11}$ cm^{-3}	$1{,}5\cdot10^{-4}$ cm	$1{,}5\cdot10^{-15}$ erg	$4{,}8\cdot10^{-13}$ erg
2600°	$1{,}6\cdot10^{12}$ cm^{-3}	$8{,}5\cdot10^{-5}$ cm	$2{,}7\cdot10^{-14}$ erg	$5{,}2\cdot10^{-13}$ erg
3000°	$3{,}0\cdot10^{13}$ cm^{-3}	$3{,}2\cdot10^{-5}$ cm	$7{,}2\cdot10^{-14}$ erg	$6{,}0\cdot10^{-13}$ erg

Der Vergleich der beiden letzten Kolonnen zeigt, daß die Forderung (2) für die bisher bei Versuchen über Glühelektroden erreichten Temperaturen hinreichend erfüllt ist.

§ 4. Die Bildkraft.

In der Literatur über Glühelektroden spielt die Bildkraft eine große Rolle. Sie tritt nach der Elektrostatik auf, wenn ein einzelnes Elektron sich vor der Grenzfläche eines Leiters befindet, und sucht es zu dieser Fläche hinzuziehen. Unmittelbar durch den Versuch konnte W. Schottky sie nachweisen. Er verstärkte das äußere, die Elektronen von einer Glühelektrode fortziehende Feld bis weit über den Sättigungszustand und fand dabei immer noch ein langsames Anwachsen des Elektronenstroms; ein Beweis, daß sich dabei noch manche Elektronen von der Glühkathode entfernen lassen, welche sonst — eben durch die Anziehungskraft ihres eigenen Bildes — an ihr festgehalten worden wären.[2])

Wir haben bisher gar nicht von der Bildkraft gesprochen, und müssen dies um so mehr rechtfertigen, als gerade dieser Punkt unserer Betrachtungen Angriffe erfahren hat.[3]) Wir schließen uns dabei eng an die dritte der in Anm. 1 auf Seite 199 genannten Veröffentlichungen

1) Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 15, S. 250, 1918.
2) W. Schottky, Phys. Ztschr. 15, S. 872, 1914.
3) W. Schottky, Phys. Ztschr. 20, S. 220, 1919.

an und wollen beweisen: In einem Abstande von der (als Ebene gedachten) Metallfläche, welche gleich dem mittleren Abstande zweier Elektronen voneinander ist, ist die Anziehung eines Elektrones durch sein eigenes Bild klein gegen die Kraft, welche sich aus dem Gradienten des gemittelten Potentiales φ berechnet, und die wir bisher allein in Betracht gezogen haben.

Um uns diesen Beweis zu erleichtern, betrachten wir eine Elektronenverteilung, welche von der Wirklichkeit zwar weit abweicht, aber jedenfalls für unsere Behauptung weit ungünstiger ist als jene. Wir stellen uns nämlich eine dünne, zur Grenzfläche parallele Schicht mit Elektronen erfüllt vor, deren mittlerer Abstand übereinstimmt mit ihrer Entfernung von der Grenzfläche. Die Flächendichte σ (Zahl pro Flächeneinheit) der Elektronen in der Schicht sei überall die gleiche, im übrigen sind sie nach Zufall verteilt. Natürlich ist aus dieser Aussage kein Wert für die Kraft zu finden, welche ein bestimmtes Elektron — wir nennen es das hervorgehobene — zur Grenzfläche hinzieht. Wohl aber gilt es, deren Mittelwert zu berechnen. Zu diesem Zwecke bedienen wir uns eines schon sonst oft erprobten Verfahrens. Wir denken uns nämlich solche Schichten in einer großen Zahl (M) von Exemplaren, heben in jeder ein Elektron hervor und schachteln sie alle so ineinander, daß die hervorgehobenen Elektronen genau aufeinanderfallen. Da so die Ladungen auf das M-fache wachsen, werden alle Kräfte auf das M^2-fache steigen. Jetzt berechnen wir die Kraft auf das M-fache hervorgehobene Elektron. Dividieren wir sie durch M^2, so finden wir den Mittelwert der auf ein Elektron in einer einfachen Schicht ausgeübten Kraft.

Wie ist nun aber in der M-fachen Schicht die Ladungsverteilung? Natürlich ist sie eine stetige und überall gleichmäßige; nur in der Nähe des hervorgehobenen Elektrons gilt das nicht. Denn infolge der Kräfte zwischen zwei Elektronen wird sich in jeder einfachen Schicht immer ein Mindestabstand zwischen dem hervorgehobenen Elektron und seinem nächsten Nachbarn finden. Bei der Ineinanderschachtelung wird also ein gewisser Kreis um dies Elektron ganz frei bleiben. Auch darüber hinaus wird nicht sogleich die ganze Flächendichte einsetzen, wie sie in größerer Entfernung herrscht, sondern erst allmählich wird sie mit wachsendem Abstande auf diesen Wert wachsen.

Aber auch diese Verhältnisse wären noch nicht bequem genug für unsere Rechnung, besonders müßten wir über den Halbmesser des genannten Kreises und die Dichte in seiner Umgebung uns noch irgend-

welche Angaben verschaffen. Da es sich ja nur um eine Größenordnungsschätzung handelt, vereinfachen wir uns die Vorstellung dahin, daß sich in keiner der einfachen Schichten zwei Elektronen näher als bis zum Abstande b kommen, daß sie sich aber im übrigen in ihrer Lage nicht beeinflussen. In der M-fachen Schicht umgibt dann ein Kreis vom Halbmesser b das hervorgehobene Elektron, der von sonstigen Ladungen ganz frei ist. Außerhalb des Kreises aber herrscht überall die elektrische Flächendichte $M\sigma\varepsilon$. Zwischen b und σ besteht die Beziehung:

$$\pi b^2 \cdot \sigma = 1; \tag{26}$$

sie sagt aus, daß der Kreis vom Halbmesser b dieselbe Ladung trägt — nur im Mittelpunkt zusammengezogen —, welche auch sonst einer Fläche von gleichem Inhalt zukommt.

Jetzt berechnen wir die Anziehung, welche das M-fache Elektron von der leitenden Fläche erfährt, indem wir die geschilderte Schicht an ihr spiegeln, und im Spiegelbild aus jeder negativen eine gleichgroße positive Ladung machen. So findet man für diese Kraft, wenn z den Abstand der Schicht von der Grenzfläche bezeichnet:

$$M\varepsilon\left\{\frac{M\varepsilon}{4z^2} + M\sigma\varepsilon\cdot 2z\cdot 2\pi\int_b^\infty \frac{r\,dr}{\sqrt{4z^2+r^2}^3}\right\};$$

und zwar gibt der erste Summand die Anziehung durch die positive Bildladung, der zweite aber die Anziehung durch die gespiegelte Flächenladung. Die Ausführung der Integration liefert:

$$\left(\frac{M\varepsilon}{2z}\right)^2 + \frac{4\pi\sigma(M\varepsilon)^2 z}{\sqrt{4z^2+b^2}} = \left(\frac{M\varepsilon}{2z}\right)^2$$
$$+ 2\pi\sigma(M\varepsilon)^2\left[1 - \frac{1}{8}\left(\frac{b}{z}\right)^2 + \frac{3}{128}\left(\frac{b}{z}\right)^4 - \frac{5}{1024}\left(\frac{b}{z}\right)^6 + \dots\right].$$

Die Reihe konvergiert, so lange $b < 2z$ ist. Nach (26) und nach Division durch M^2 vereinfacht sich dieser Ausdruck zu:

$$2\pi\sigma\varepsilon^2\left[1 + \frac{3}{128}\left(\frac{b}{z}\right)^4 - \frac{5}{1024}\left(\frac{b}{z}\right)^6 + \dots\right]. \tag{27}$$

Andererseits ruft eine einfache Schicht zwischen sich und der Grenzfläche ein mittleres homogenes Feld von der Stärke $4\pi\sigma\varepsilon$ hervor. Sie erfährt daher pro Flächeneinheit die Anziehungskraft $2\pi\sigma^2\varepsilon^2$; auf das einzelne Elektron kommt davon im Mittel der Betrag $2\pi\sigma\varepsilon^2$. Ausdruck (27) enthält somit die Bildkraft rein in den Gliedern mit $(b/z)^4$, $(b/z)^6$ usw. Der mittlere Abstand zweier Elektronen ist aber

nach unserer Voraussetzung gleich z, b ist kleiner als der mittlere Abstand. Also verändert die Bildkraft die Anziehung des einzelnen Elektrons zur Grenzfläche nur um wenige Hundertstel, verglichen mit der aus der mittleren Feldstärke berechneten Anziehung. Und dies wollten wir ja beweisen.

In Wirklichkeit, wo zu den Elektronen einer solchen Schicht noch viele andere hinzukommen, liefern diese noch erhebliche Beiträge zur mittleren Feldstärke, aber keinen zur Bildkraft, deren Betrag wird also im Verhältnis noch geringfügiger. Wir schließen daraus, daß wir für die Frage der Gleichgewichtsverteilung die Bildkraft mit vollem Recht vernachlässigen durften, solange wir nicht auf Abstände an die Elektrode herangehen, die kleiner als 10^{-4} cm sind; denn diese Größenordnung haben wir ja in der Tabelle des § 3 für den mittleren Abstand der Elektronen in der Nähe der Glühelektrode gefunden.

Anders steht es freilich bei Versuchen über Sättigungsströme, wie sie Herr Schottky angestellt hat. Da ist eine Beeinflussung des Feldes durch Raumladungen nicht mehr merklich; das ist die Definition des Sättigungszustandes. Dann sind eben die Abstände der Elektronen so groß, daß gerade die auf das einzelne wirkende Bildkraft rein zutage tritt. Aber das beweist nichts für die Gleichgewichtszustände, die wir hier betrachten wollten.

Nun gibt es freilich immer einige, wenn auch nur wenige Elektronen, welche von der Elektrode einen wesentlich geringeren Abstand haben, als von den nächsten anderen freien Elektronen. Denn die Elektronenwolke und die Glühelektrode stehen ja dauernd im Austausch. Für diese Elektronen kommt die Bildkraft allerdings in Frage.[1]) Ob diese Elektronen noch einen Potentialunterschied bedingen zwischen der Elektrode und den Stellen der Elektronenwolke, deren Abstand mit dem mittleren Elektronenabstand vergleichbar ist, darüber sind die Untersuchungen noch nicht abgeschlossen. Sie sind sehr erschwert durch unsere Unkenntnis über das Aussehen der äußersten Schichten der Elektrode. Die bisherige Annahme einer mathematischen Grenzfläche muß für diese Betrachtungen sicherlich ersetzt werden durch ein den atomistischen Bau der Körper berücksichtigendes Bild.

---

1) Herr Schottky sagt a. a. O., die Bildkraft wäre deswegen stets zu berücksichtigen, weil jedes Elektron diesen Bereich notwendig beim Austritt aus der Glühelektrode durchlaufen hat. Das ist nicht richtig; die Elektronen einer Wolke können auch von außen herangekommen sein. Vor allem aber ist es für den Gleichgewichtszustand ganz belanglos, auf welche Art er entstanden ist.

Neuere Arbeiten des Telegraphen-Versuchsamts auf dem Gebiete der Funktelegraphie.

(Mitteilungen aus dem Reichspostministerium.)

I. Untersuchungen von Antennen und Erdleitungen.

1. Auf dem Versuchsplatz Lärz bei Mirow (Meckl.) sind zurzeit planmäßige Untersuchungen von Antennen und Erdleitungen im Gange. Als Empfangsstation dient dabei eine bei Strelitz-Alt errichtete Versuchsfunkstelle, die für diesen Zweck durch eine drahtlose Telephonieanlage mit Lärz dauernd Verbindung hält.

Zum Vergleich verschiedener Antennen und Erdleitungen hat sich folgendes Verfahren bewährt. In Lärz betreibt ein Sender beide Vergleichsobjekte, und zwar gibt der Sender dabei dauernd Strich. Die Vergleichsobjekte werden durch eine Handtaste oder durch ein Umschaltewerk im Rhythmus eines Morsezeichens umgeschaltet und die Stromstärken derselben so lange variiert, bis Strelitz-Alt keine Morsezeichen, sondern Strich hört.

Dieses Verfahren hat sich als besonders empfindlich und bequem bewährt. Es ist z. B. angewendet worden, um die Richtwirkung von geknickten Marconiantennen zu untersuchen, wobei sich erneut herausstellte, daß eine solche nicht immer vorhanden ist.

2. Über die Rolle des Grundwassers wurde in Lärz bisher ermittelt, daß man nicht, wie es häufig geschieht, den Grundwasserspiegel als metallisch leitende Fläche ansehen darf und das darüber lagernde Erdreich als Isolator, sondern daß das Erdreich wenigstens für lange Wellen bis zu seiner Oberfläche im wesentlichen als Leiter wirkt.

Ob in dieser Hinsicht in der trockenen Jahreszeit eine Änderung eintritt, soll durch systematische Beobachtungen im kommenden Sommer geklärt werden. Dabei sollen auch Schlüsse über das Leitvermögen der Erdoberfläche und seine etwaige Abhängigkeit von der Witterung gezogen werden.

3. Im Anschluß an eine theoretische Arbeit von Abraham über Schatten- und Spiegelwirkung von abgestimmten Hilfsantennen, die neben einer Sende- oder Empfangsstation aufgestellt werden, wurden in Lärz umfangreiche praktische Versuche über diese neue Art einer Richtungstelegraphie angestellt. Es ist indessen bisher nicht möglich gewesen, im Verkehr mit Strelitz eine nachweisbare Beeinflussung der Sende- oder Empfangswirkung zu erzielen, obgleich die theoretisch

günstigsten Bedingungen für die Hilfsantenne hergestellt worden waren. Der Grund wird in dem Eindringen der Wellen in das Erdreich vermutet.

II.

1. Atmosphärische Störungen.

Während der Berichtsperiode ist die Erforschung der Abhängigkeit der funktelegraphischen Störungen von den Vorgängen in der Atmosphäre weiter verfolgt worden. Eine direkte Beziehung zwischen den atmosphärischen Störungen, Ausgleichströmen und dem Potentialgefälle scheint nicht zu bestehen; abgesehen von Gewittern und Gewitterneigung, spielt die lokale Wetterlage für die atmosphärischen Störungen der funktelegraphischen Empfangsanordnungen eine untergeordnete Rolle.

Zur Beobachtung der Wetterlage sind die Wetterkarten der Seewarte in Hamburg herangezogen worden. Für den funktelegraphischen Empfang scheint sich zu ergeben, daß das Auftreten eines Steiggebietes zwischen Sender und Empfänger eine größere Empfangsstromstärke zur Folge hat.

Dies ergibt sich aus dem Vergleich der Wetterlage mit den quantitativen Empfangsmessungen der Stationen Lyon, Stavanger, Coltano, Eilvese, Nauen und ferner Carnarvon und Anapolis, die in Strelitz-Alt regelmäßig am Tage mehrmals vorgenommen werden.

2. Störungsfreiheit der verschiedenen Empfangsarten bei gedämpften Schwingungen.

Die Versuche über die Störungsfreiheit der verschiedenen Empfangsarten bei gedämpften Schwingungen sind zum Abschluß gekommen. Die Untersuchungen sind für Wellen von 350 bis 1400 m Länge durchgeführt worden. Zusammenfassend haben sie folgendes Ergebnis gehabt:

a) Eine Station kann nicht mehr aufgenommen werden, während eine zweite auf der gleichen Welle und mit gleichem Ton arbeitet, wenn das Verhältnis des Quadrats der von beiden Sendern empfangenen Antennenstromstärken kleiner als 2 wird. Ist die Station mehr als doppelt so laut als der Störer (gemessen durch das Quadrat der empfangenen Stromstärken), so ist die stärkere Station aufnehmbar. Dabei ist die Aufnahme von der verwendeten Empfangsart unabhängig.

b) Ist der Ton der beiden Sender verschieden, so ist es gelungen, daß ein geübter Beamter noch den Text verstehen konnte,

wenn der Störer mit zehnfacher Lautstärke (Quadrat des Antennenstroms) störte.

c) Die Erörterung der Ergebnisse für ungleiche Wellenlängen gelingt an der Hand der Resonanzkurven. Die gegenseitige Beeinflussung beider Sender am Empfangsort hängt von den Amplitudenwerten der Resonanzkurven ab. Liegen die Wellen so weit auseinander, daß die Resonanzkurven sich nicht überdecken, so tritt keine störende Beeinflussung ein. Kommen die Wellen näher aneinander, so daß die Resonanzkurve des Störsenders die eingestellte Maximalamplitude des aufzunehmenden Senders schneidet, so tritt eine mit der Größe der

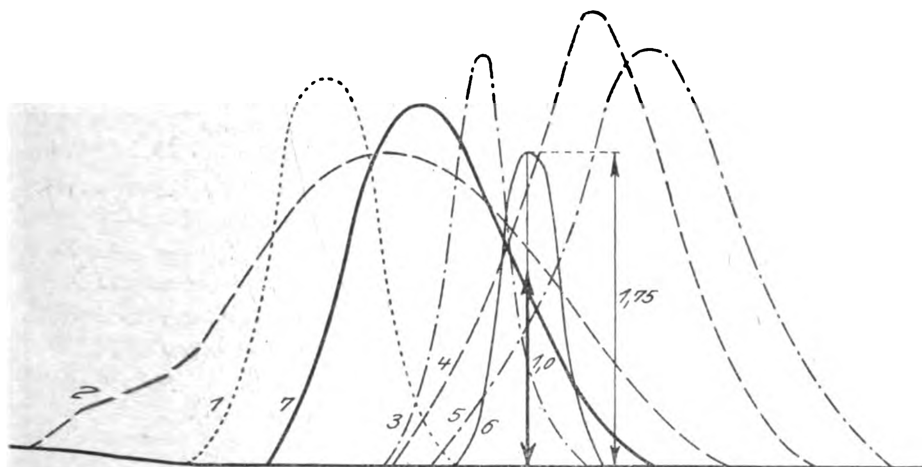


Fig. 1.

6 = gewünschter Sender; 1 = störfrei; 2 und 4 = Empfang unmöglich, da das Verhältnis 1 : 1,75 überschritten; 3 und 5 = der gewünschte Sender ist aufnehmbar; 7 = Verhältnis der Amplitudenwerte 1 : 1,75. Der gewünschte Sender ist noch aufnehmbar.

Teilamplitude des Störsenders wachsende Störung des anderen Senders ein. Als Durchschnitt aus vielen Beobachtungen hat sich ergeben, daß die Aufnahme nicht mehr möglich ist, wenn das Verhältnis zwischen Maximalamplitude und der Teilamplitude der Resonanzkurve den ungefähren Wert 1,75 übersteigt. D. h., daß der Störer auch in diesem Falle bei Abstimmung auf die gewünschte Station höchstens mit der Hälfte ihrer Lautstärke gehört werden darf (siehe Fig. 1). Steigt die Teilamplitude, wird also das Verhältnis größer, so überwiegt die Störenergie. Das Verhältnis 2 : 1 wird auch hier kleiner, wenn die Töne

verschieden sind. Die Art des Empfangs spielt auch hier keine ausschlaggebende Rolle. Die Versuchsreihe wird damit als abgeschlossen angesehen.

III.

1. Methode zur Beobachtung der Tonhöhe.

Die bisher übliche Methode zur Beobachtung der Tonhöhe der Großstationen unter Vergleich mit einem Normalton wurde verlassen, da sie in der Schnelligkeit der Beobachtung nicht ausreichte. An Stelle derselben wurde eine Methode benutzt unter Verwendung eines Resonanzkreises, der auf den aufzunehmenden Normalton (meistens Ton 1000) abgestimmt war. Eingestellt wurde immer auf maximales Ansprechen dieses Tonresonanzkreises. Die Einstellung ließ sich mit dem zur Feinregulierung dienenden Drehkondensator des Überlagerers herstellen. Die Änderung der Stationsperiodenzahl in Prozenten ergibt sich als $100 \frac{dC}{C}$ (C = Kapazität des Hilfskondensators).

Die Arten von Frequenzschwankungen bei den Großstationen zerfallen in Schwankungen innerhalb eines gewöhnlichen Morsezeichens, die sich oftmals nur durch Rauhigkeiten des Tones oder Prickeln bemerkbar machen, und solche, welche über längere Zeiten gehen und entweder von einem Zeichen zum anderen bemerkbar werden oder noch längere Zeiten dazu benötigen. Mit der beschriebenen Methode lassen sich die Schwankungen, die innerhalb der Sekunde liegen, nicht mehr verfolgen, dagegen sehr gut diejenigen, die über den Bereich von 2 Sekunden hinausgehen.

2. Kritische Beurteilung der Verwendung von Hoch- und Niederfrequenzverstärkern, sowie von Rückkopplungs- und Überlagerungsempfängern.

Schaltet man zur Erhöhung der Lautstärke einen Niederfrequenzverstärker in Serie mit einem Hochfrequenzverstärker, so beobachtet man ein sehr starkes Anwachsen der Störungen im Verhältnis zur aufzunehmenden Intensität. Diese Tatsache hat oft dazu geführt, den Niederfrequenzverstärker ganz wegzulassen und die Aufnahme nur mit Hochfrequenzverstärkung vorzunehmen. Der erwähnte Nachteil verschwindet jedoch, wenn man den Niederfrequenzverstärker mit dem Hochfrequenzverstärker unter Zwischenschaltung eines Tonresonanzkreises oder einer Siebkette koppelt. In diesem Falle läßt sich durch geeignete Kopplung und Beheizung des Niederfrequenzverstärkers eine

genügende Verstärkung der aufzunehmenden Zeichen herausholen, ohne daß die Störungen mitverstärkt werden.

Um den Unterschied beim Empfang mit Rückkopplungs- und Überlagerungsempfang zu prüfen, wurde ein Hochfrequenzverstärker der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie benutzt. Derselbe wurde an den Sekundärkreis eines $E \cdot 5$-Empfängers gelegt; die Antenne konnte mit der Überlagerungsschwingung in variabler Kopplung erregt werden. Der Hochfrequenzverstärker zeigt bei starker Beheizung, falls der Sekundärkreis etwas gegen die aufzunehmende Welle verstimmt wird, Eigenüberlagerung. Die hierbei erhaltenen Lautstärken waren im Gebiet der langen Wellen (über 5000 m) bedeutend kleiner als die mit günstiger Überlagerung erhaltenen. Sie betrugen ungefähr $^1/_4$ bis $^1/_8$ derselben, abhängig von der Beheizung des Hochfrequenzverstärkers. Die Selbstüberlagerung des Hochfrequenzverstärkers setzt nicht immer ein und ist vor allen Dingen nur ungenügend regulierbar. Abhilfe ergab die Zwischenschaltung eines Drehkondensators zwischen Gitter der Eingangslampe und Anode der zweiten Lampe des Verstärkers. Durch Einstellung der Kapazität dieses Kondensators läßt sich eine Eigenüberlagerung des Verstärkers regulierbar hervorrufen. Die hierbei erhaltenen Lautstärken waren wesentlich besser, wenn sie auch die mit dem Überlagerungsempfang beobachteten nicht ganz erreichten. Die Messungen hierüber werden fortgesetzt.

3. Drahtloses Fernsprechen.

Zur Prüfung verschiedener Anordnungen zum Besprechen der Senderöhren ist eine ständige drahtlose Telephonverbindung zwischen den Funkstellen Alt-Strelitz und Lärz eingerichtet worden, welche gleichzeitig zur Verständigung der Stationen bei anderen Versuchen dient. Es hat sich gezeigt, daß durch zwei Verfahren Verbesserungen gegenüber bekannten Anordnungen zu erreichen sind. Das eine Verfahren benutzt gleichzeitige Änderung der Gitterspannung und Änderung des Heizstromes der Senderöhre durch den Mikrophonstrom, das andere benutzt Doppelgitterröhren, um die Änderungen der ausgesendeten Hochfrequenzschwingungen vorzunehmen, wobei das eine Gitter der Doppelgitterröhren zur Schwingungserzeugung herangezogen wird, während das zweite Gitter lediglich zur Aufpressung der Sprachschwankungen Verwendung findet. Durch diese vollkommene Trennung des schwingungserzeugenden und sprachegebenden Kreises wurde die empfangende Sprache in der Deutlichkeit erheblich gebessert. Die Versuche sind noch nicht abgeschlossen und werden fortgesetzt.

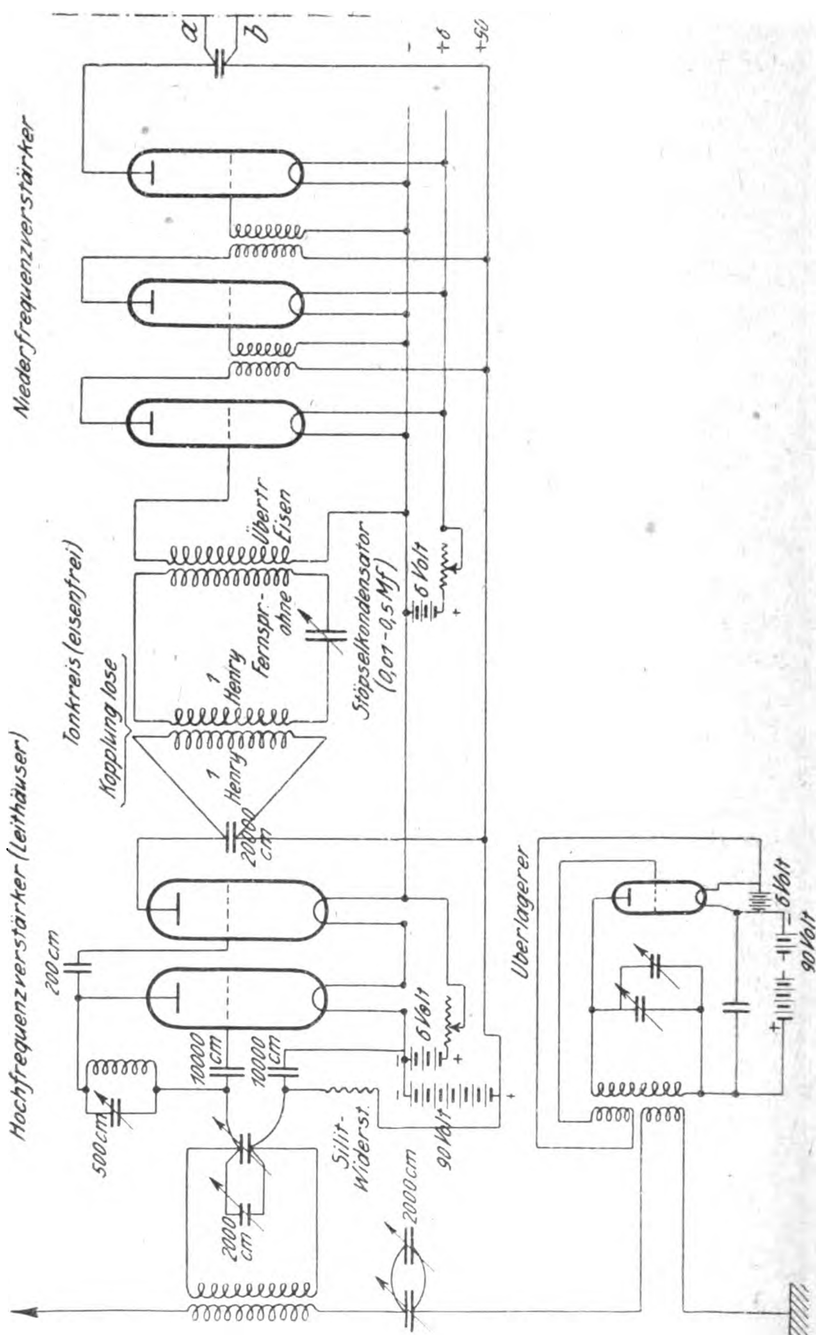

Hochfrequenzverstärker (Leithäuser)
Niederfrequenzverstärker
Tonkreis (eisenfrei)
Kopplung lose
1 Henry
1 Henry
Fernspr.-ohne
Übertr Eisen
Stöpselkondensator (0,01–0,5 Mf)
6 Volt
6 Volt
90 Volt
Silit-Widerst.
200 cm
500 cm
10000 cm
10000 cm
20000 cm
2000 cm
2000 cm
Überlagerer
6 Volt
90 Volt
a
b
+6
+50

Fig. 28.

Zweigitterröhren S. u. H. Typ: R2-Rohr

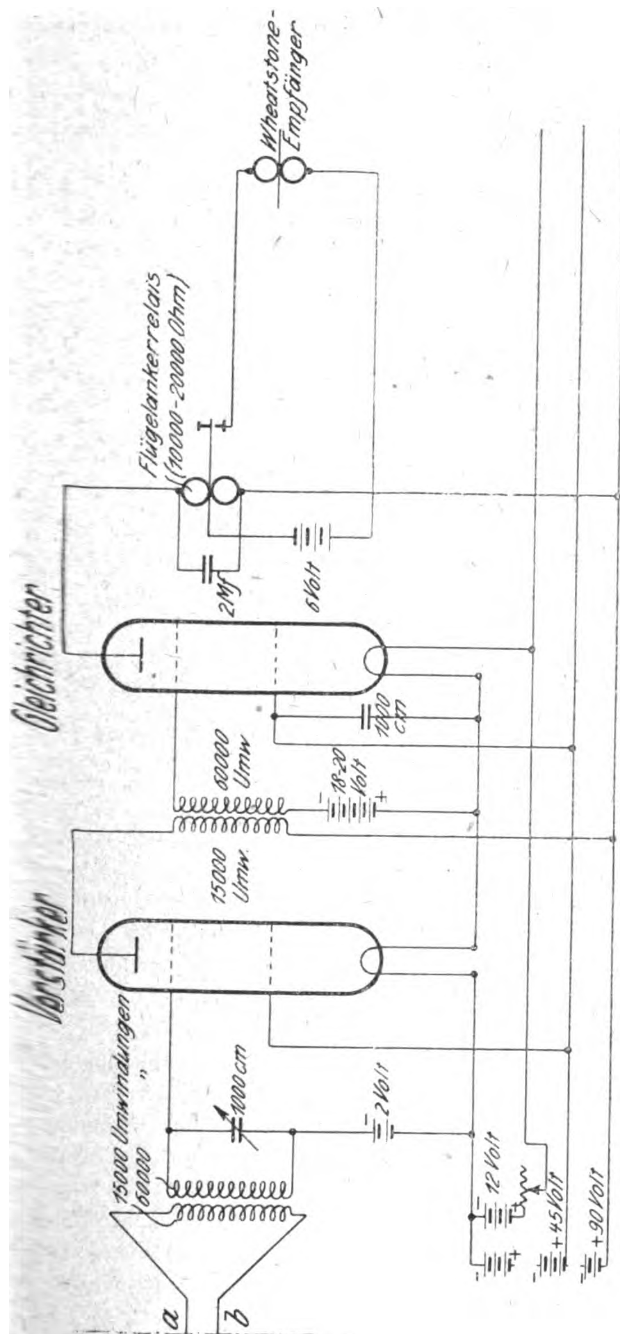


Fig. 2b.

Schreibempfang mit Tonresonanzkreis und Zweigitterröhren.

Fig. 2a und 2b sind an der Trennungslinie *a b* miteinander verbunden zu denken.

IV. Meßmethoden und Spulenuntersuchungen.

1. Bei den jetzt üblichen Verfahren zur Herstellung ungedämpfter elektrischer Schwingungen verwendet man häufig sehr lose Kopplungen bzw. Gegeninduktionen, ohne daß man ihre Größenordnung anzugeben in der Lage ist. Außerdem sind häufig bei Messungen kleine Kopplungen vorausgesetzt, deren Größe man nicht angeben kann. Bei diesen losen Kopplungen versagt die bekannte Methode, Kopplungen aus den auftretenden Kopplungswellen zu bestimmen. Es ist deshalb ein Verfahren zur Messung sehr kleiner Kopplungen ausgearbeitet worden, mit dem sich Kopplungen bis herab zu 0,005 % messen lassen.

Zwei gekoppelte Schwingungskreise 1 und 2 enthalten zwei Spulen mit den bekannten Selbstinduktionen L_1 und L_2 und der unbekannten Gegeninduktion L_{12}. Zur Messung von L_{12} werden beide Spulen mit einem Kopplungsvariometer KV von bekannter stetig veränderlicher, durch Null gehender Gegeninduktion L_{KV} verbunden. Man stellt das Variometer auf die Gegeninduktion Null, erregt den Kreis 1 in seiner Eigenschwingung (konstante Schwingungsamplitude), stellt im Kreis 2 Resonanz her und beobachtet an dem Meßinstrument eines mit Kreis 2 gekoppelten Indikatorkreises einen maximalen Ausschlag A. Jetzt werden die Spulen der Kreise 1 und 2 so aufgestellt, daß ihre Gegeninduktion Null wird. Verändert man dann die Gegeninduktion L_{KV} des Kopplungsvariometers so lange, bis das Meßinstrument wieder den Ausschlag A zeigt, so ist die gesuchte Gegeninduktion L_{12} gleich der am Kopplungsvariometer eingestellten L_{KV}. Nach der Formel

$$K - L_{12} \over \sqrt{L_1 L_2}$$

wird nun die Kopplung K berechnet.

Mit diesem Verfahren wurden umfangreiche Messungen der Gegeninduktionen von Spulen bestimmter einfacher geometrischer Abmessungen und räumlicher Anordnung in Angriff genommen, die noch nicht abgeschlossen sind.

V. Schreibempfang.

Für den Empfang mittels Schreibapparats ist eine neue Schaltung entworfen und durchgeprobt worden, die in der Fig. 2 dargestellt ist. Als Empfangsapparat dient ein Empfänger der Type E 5 der Gesellschaft Telefunken, der für den Bereich bis 17500 m durch Hinzuschaltung je eines weiteren Kondensators C_3 und C_4 zu den vorhandenen Kondensatoren C_1 und C_2 angepaßt worden ist. Von den Belegungen des Sekundärkondensators führen die Leitungen zu den Verstärkern,

und zwar zu einem Hochfrequenzverstärker nach Leithäuser und von diesem zu einem Dreiröhren-Niederfrequenzverstärker. Zwischen diesen beiden liegt ein eisenfreier Resonanzkreis (Tonkreis), der auf die Tonhöhe des mit Überlagerer einzustellenden Tones abgestimmt wird; die regelbare Kopplung erlaubt hierbei sehr scharfe Resonanzeinstellung. Der Niederfrequenzverstärker besitzt in seinem Heizkreise einen regelbaren Widerstand W_1, mit dem der Heizstrom so weit ermäßigt werden kann, daß die Nutzzeichen hinter dem Verstärker sauber und ohne Luftstörungen zum Vorschein kommen. Um die für den Schreibempfang erforderliche Stromstärke zu erzielen, sind hinter dem Niederfrequenzverstärker noch zwei Verstärkerröhren mit sehr steiler Charakteristik geschaltet — benutzt werden hier Doppelgitterröhren $R2$ von Siemens & Halske —; von diesen dient die erste als Verstärker, die zweite als Gleichrichter. Die Übertragung vom Niederfrequenzverstärker auf das erste Rohr und von diesem auf das zweite erfolgt durch Überträger U_1 und U_2 mit dem Übersetzungsverhältnis 15000:60000 Windungen. Die Röhren brauchen eine Betriebsspannung von 90 Volt; ihr erstes Gitter wird zweckmäßig auf eine Vorspannung von 45 Volt gebracht, während das zweite Gitter der ersten Röhre eine negative Vorspannung von 3 Volt, das der zweiten Röhre eine ebensolche von etwa 18 Volt erhält. Als zweckmäßig hat sich erwiesen, die Sekundärspule des ersten Übertragers U_1 durch einen Drehkondensator C_5 auf den Empfangston abzustimmen und das mit 45 Volt Vorspannung belegte erste Gitter der Gleichrichterröhre durch einen Kondensator C_6 von 1000 cm Kapazität mit der Kathode zu verbinden. Diese Verbindung verhindert die Entstehung von Wellen großer Frequenz, die innerhalb dieses Rohres auftreten und das System zum Tönen bringen können.

Die hinter dem Gleichrichter empfangene Stromstärke ist so groß, daß mit ihr ein passender Schreibapparat — z. B. der Wheatstoneempfänger — ohne weiteres betrieben werden kann. Zweckmäßigerweise wird man nur den Widerstand der Elektromagnetumwindungen auf etwa 10000 Ohm erhöhen. Benutzt man hochohmige Relais vor dem Schreibapparat, so ist eine besonders sorgfältige Einstellung nicht erforderlich.

Die Anordnung ist ohne weiteres für Schnelltelegraphie brauchbar. Die Abstimmung ihrer einzelnen Teile bietet keine besonderen Schwierigkeiten. Bemerkenswert ist noch der geringe Aufwand an Batterien; es genügen zwei Heizbatterien und zwei Hochspannungsbatterien.

Benutzt man an Stelle des $E\cdot 5$-Empfängers mit Hochfrequenzverstärker einen Audionempfänger, so erreicht man auch bei kleinen Wellen eine sehr weitgehende Selektion, ohne daß störendes Nachklingen auftritt.

Referate.

A. Hoyt Taylor, Änderungen in der Fortpflanzungsrichtung von langen elektromagnetischen Wellen (Scientific Papers of the Bureau of Standards, Nr. 353, Washington, **15**, S. 414—433, 1919). — Daß praktische Ziel der Untersuchungen war festzustellen, ob man mit Richtungsempfängern im Flugzeug oder Luftschiff die von den Europäischen Großstationen ausgehenden Wellen von 8000 bis 20 000 m Wellenlänge zur Richtungsbestimmung benutzen konnte, besonders in großen Höhen oder beim Flug über den Ozean. — Zunächst wurde die Minimumeinstellung des Richtungsempfängers folgendermaßen verbessert. Steht die Ebene des Empfangsrahmens senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Wellen, so verschwindet das Signal nicht vollkommen wegen des Antenneneffektes und anderer Ursachen. Der Antenneneffekt bewirkt einen Strom von 90° Phasendifferenz mit dem durch die magnetische Komponente erzeugten. Das Minimum ist also kein absolut scharfes, man erzielt jedoch ein solches durch Überlagerung eines schwachen in der Phase um 180° verschobenen Stromes. Der eigentliche Empfangsrahmen, Fläche 100 × 120 cm, mit 3 Lagen Litzendraht, jede mit 40 Windungen in 6 mm Abstand, ist mit dem Empfangskreis über eine Kopplungsspule verbunden. Ein kleiner Hilfsrahmen ist durch eine besondere Spule mit dem Empfangsrahmen gekoppelt. Die Einstellung geschieht folgendermaßen: Der Hilfsrahmen ist verstimmt, die Koppelung auf Null gestellt. Der Empfangsrahmen wird auf das Minimum eingestellt. Bei einer Lautstärke der Signale von etwa 600 bis 1200 beträgt die Lautstärke des Minimums etwa 1 % des Maximums. Ist mit dem Empfangsrahmen das beste zu erreichende Minimum eingestellt, so wird der Hilfsrahmen rechtwinklig dazu aufgestellt, auf dieselbe Welle abgestimmt und die Koppelung eingeschaltet. Genau entgegengesetzte Phase des Stromes im Hilfsrahmen hat man bei ganz leichter Verstimmung. Der Hilfsrahmen verschärft so das Minimum.

Bei Versuchen zum Vergleich der Einstellung auf Maximum mit der auf Minimum wurde die Rahmenstellung mit Spiegelablesung festgestellt. Die Abweichungen vom Mittelwert bei aufeinander folgenden Messungen mit der 13 600 m Welle von New Brunswick betrugen bei der Maximummethode ± 0,66°, bei der Minimummethode ± 0,63° wenn keine Störungen auftraten. Der Unterschied ist also sehr gering. Bei ungeübten Beobachtern verschlechtert sich die Einstellung auf das Maximum auf ± 1,22° vom Mittelwert. Die relative Ge-

nauigkeit der beiden Methoden hängt von der Art der Störungen ab. Wenn die Störungen z. B. stark und über alle Richtungen ziemlich gleichmäßig verteilt sind, ergibt die Maximummethode bessere Resultate.

Die Maximummethode ist in England entwickelt und wird dort die Robinson-Methode genannt. Man benutzt bei ihr zwei Empfangsrahmen, deren Flächen senkrecht aufeinander stehen und die um eine gemeinsame Achse drehbar sind. Wenn die eine Spulenfläche genau senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Wellen liegt, wird die Lautstärke der mit der anderen Spule aufgenommenen Zeichen durch Zuschalten der ersteren nicht mehr geändert. Der Vorteil der Methode der Einstellung auf Maximum besteht darin, daß sie wegen der Lautstärke auch im Flugzeug benutzt werden kann, wo die Minimummethode wegen des Motorengeräusches versagt.

Mit den Empfangsrahmen wurde die Richtung der etwa 60 km entfernten Station Annapolis auf der 16 700 m Welle während eines längeren Zeitraumes bestimmt und ergab gute Übereinstimmung, nur um Sonnenuntergang und bei Nacht traten Abweichungen um eine Anzahl von Graden auf. Die Beobachtungen der etwa 300 km entfernten Station New Brunswick auf der 13 600 m Welle ergaben häufig sehr große Fehler. So änderte sich z. B. am 22. und 23. Januar 1919 die Richtung von Annapolis um 8,2° und von New Brunswick um 18°. Um die Ursachen hierfür ausfindig zu machen, wurden vom 10. bis 20. Dezember 1918 nachts zwischen 10 und 12 Uhr Beobachtungen angestellt, wo alle elektrischen Ströme in der Nachbarschaft praktisch konstant waren. Ein in etwa 7 m Entfernung befindlicher Luftdraht war auf die aufzunehmende Welle abgestimmt bzw. nicht abgestimmt oder geerdet. Der Einfluß des Luftdrahtes war gering, er brachte, als er auf wenige Zentimeter am Rahmen vorbeigeführt wurde, nur eine Verschiebung der scheinbaren Richtung um 3,8°. Die beobachteten Abweichungen können also nicht auf lokale Störungen am Beobachtungsorte zurückgeführt werden. Die Änderungen in der Richtung haben vielmehr ihre Ursache in Reflexionen und Beugungserscheinungen bei der Ausbreitung der Welle an der Erdoberfläche an Schichten mehr oder weniger stark ionisierter Luft, an Wolken, Nebelwänden usw. Der Empfangsrahmen wird also nicht nur von der Welle induziert, die auf geradem Wege vom Sender ankommt, sondern auch von einer Anzahl anderer Wellen, die längere Wege zurückgelegt haben, und am Empfänger zusammentreffen. Diese reflektierten und gebeugten Teile werden aus verschiedenen Richtungen und in verschiedenen Phasen ankommen. Sie können in zwei Kom-

ponenten zerlegt werden, die eine hat einen elektrischen Vektor in der Rahmenebene, die andere senkrecht dazu. Letztere hat keine Wirkung, die erstere Komponente zerfällt wieder in zwei Komponenten, von denen die eine mit der direkten Welle in Phase ist und die andere um 90° verschoben. Letztere wird mit dem Hilfsrahmen durch Verändern der Kopplung möglichst kompensiert, sie bewirkt eine Verbreiterung des Minimums. Diese Erscheinung ist bei Nacht sehr häufig festgestellt. Die andere Komponente des elektrischen Vektors in der Rahmenebene und in Phase mit der direkten Welle kann durch eine leichte Drehung des Rahmens beseitigt werden. Fehlerhafte Abweichungen sind weniger deutlich bei der nahen Station Annapolis als bei dem entfernteren New Brunswick beobachtet, da auf kurze Entfernungen Beugung und Reflexionen nicht so leicht auftreten können. Besonders stark treten die Abweichungen um Sonnenuntergang auf, so schwankte z. B. die Richtung der New Brunswick-Zeichen am 8. Februar 1919 zwischen 5 Uhr 22 Minuten und 5 Uhr 38 Minuten um 68°. Versuche mit Wellen von 4000 bis 16 700 m Länge ergaben sehr starke Schwankungen in der Richtung bei Nacht und eine Zunahme derselben bei längeren Wellen. Zwischen 3 und 4 Uhr morgens treten Schwankungen um fast 90° auf. Weitere Beobachtungen erstrecken sich auf Funkenstationen mit 900 bis 1500 m Wellenlänge.

Das Ergebnis ist kurz folgendes: Bei langen ungedämpften Wellen treten in 300 km Entfernung Abweichungen bis zu 90° von der wahren Richtung auf, hervorgerufen durch Störungen der Ausbreitung der Wellen in der Atmosphäre. Der Wert der langen Wellen erscheint für die Richtungsbestimmung also sehr zweifelhaft. Es ist möglich, daß die Fehler bei der Ausbreitung über eine gleichmäßige Oberfläche, z. B. der See, nicht so groß sein werden. Wert haben aber nur längere Meßreihen, die keine großen Schwankungen zeigen. Die Richtungsbestimmung mit langen Wellen über See bleibt solange unzuverlässig, bis festliegt, daß auch dann keine Fehler auftreten, wenn die Übertragung teilweise über Land erfolgt. Bei Funkenstationen wird man zweckmäßig auch keine längeren Wellen als 1500 m benutzen, bis endgültig festgestellt ist, daß solche Wellen über See nicht so starke Fehler ergeben wie über Land. Lü.

E. F. W. Alexanderson, Gleichzeitiges Senden und Empfangen (Proc. Inst. Radio Engineers **7**, S. 363—390, 1919[1]). — Nach Angabe verschiedener Anordnungen für Duplex-Telegraphie werden

1) Nach The Radio Review **1**, S. 150—152, 1919.

zwei Apparate, der „Bridge“-Empfänger und der „Barrage“-Empfänger eingehend behandelt. Beim Brückenempfänger sind Sende- und Empfangsantenne durch einen Kondensator gekoppelt. Die Selbstinduktion der Empfangsantenne ist statisch geschützt. Zwischen den Sende- und Empfangskreis ist ein abgestimmter Zwischenkreis eingeschaltet, durch den die Einstellung einer ganz bestimmten Phase des Koppelungsstromes möglich ist. Dieser Strom ist gegenüber dem in der Empfangsantenne induzierten um 180° in der Phase verschoben und kompensiert so den Strom des eignen Senders. Der „Barrage“-Empfänger ist ein gerichteter Empfänger mit geknickter Antenne. Zwischen Sende- und Empfangsantenne ist ein Zwischenkreis vorgesehen, der die Einstellung einer bestimmten Phase zwischen den in beiden Antennen fließenden Strömen ermöglicht, die vom Sender auf die Empfangsanlage eingestrahlten Wellen kompensiert und nur die von einer Außenstation aufgenommenen Zeichen auf den Empfänger überträgt. Als Nachteil der Barrage-Anordnung wird angeführt, daß zur Erzielung der besten Wirkung die beiden Antennen sowie die Einrichtung zur Einstellung der Phase aperiodisch und die zwei oder mehr Antennen gleich sein müßten. — In der Diskussion über den Vortrag berichtete W. H. Priess über die bei der Marine der Vereinigten Staaten durchgeführten Versuche. Am besten hat sich die sog. Detektor-Ausgleich-Schaltung bewährt. Bei dieser können Sende- und Empfangsantenne durch einen Zwischenkreis gekoppelt werden, dieser ist abstimmbar, und der Detektor mit Telephon liegt parallel zu einem variablen Kondensator. Ein praktischer Vergleich mit der Brückenmethode fiel zugunsten der Detektor-Ausgleich-Schaltung aus. Trotz einer eignen Sendeenergie von 5 KW. waren die Störungen im Empfang wesentlich geringer als bei der Brückenanordnung bei 0,8 KW. Sendeenergie, wobei noch die Sendeenergie der entfernten Station bei letzterer Anordnung die größere war. Zur Beseitigung von atmosphärischen Störungen erwies sich eine Anordnung zweckmäßig, bei der ein Rahmen mit dem Empfangsluftdraht verbunden war, beide mit dem Detektorkreis gekoppelt. Lü.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Empfangsschaltungen.

K. P. 301742. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 10. 8. 17 (ausgegeben am 10. 10. 19).

1. Kathodenstrahlröhrenverstärker mit Glühkathode, dadurch gekennzeichnet, daß parallel zu einem im Heizstromkreise, und zwar zwischen Glühkathode und negativem Pol der Heizstromquelle liegenden selbstregulierenden Widerstande (sog. Eisenwiderstand) ein im Vergleich zu diesem großer Widerstand liegt, von dem die Gitterzuführung abgezweigt ist.

2. Kathodenstrahlröhrenverstärker nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen negativem Pol der Glühkathode und der aus hohem Widerstand und Eisenwiderstand bestehenden Verzweigung ein fester Widerstand eingeschaltet ist.

K. P. 298471 derselben Gesellschaft. Vom 11. 7. 15 (ausgegeben am 3. 4. 20).

Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie, bestehend aus einem Sekundärkreisempfänger und einer Kathodenröhreneinrichtung für Überlagerungsempfang, dadurch gekennzeichnet, daß bei einer Abstimmungsänderung des Sekundärkreises die mit der Kathodenstrahlenröhre verbundenen geschlossenen Schwingungskreise des Überlagerungssenders gleichzeitig und automatisch so mit auf die neue Einstellung gebracht werden, daß der Ton erhalten bleibt.

K. P. 305064 derselben Gesellschaft. Vom 6. 10. 17 (ausgegeben am 15. 9. 19).

1. Schaltungsweise für den Empfang ungedämpfter elektrischer Schwingungen mittels Kathodenstrahlröhre, gekennzeichnet durch einen gemeinsamen Schwingungskreis, der sowohl als Zwischenkreis für den Audionenempfänger, als auch als Erregerkreis für den Generator zur Erzeugung der für den Schwebungsempfang erforderlichen Hilfsfrequenz dient.

K. P. 308414 derselben Gesellschaft. Vom 10. 4. 14 (ausgegeben am 23. 9. 19).

Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie zur Aufnahme ungedämpfter elektrischer Schwingungen, bei der die Empfangsenergie in einem Kathodenstrahlrelais mit einem Wechselstrom abweichender Frequenz in Interferenz gebracht wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Interferenzwirkung mittels des Kathodenstrahlrelais verstärkt wird,

indem der Wechselstrom einem zwischen Anode und Kathode der Kathodenstrahlröhre eingeschalteten Gleichstrom überlagert wird, und die von dem Kathodenstrahlrelais verstärkten Interferenzschwingungen in einem besonderen Detektorkreis gleichgerichtet werden.

K. P. 310732 derselben Gesellschaft. Vom 17. 10. 18 (ausgegeben am 20. 9. 19).

1. Empfängerschaltung für die drahtlose Telegraphie unter Benutzung von Kathodenröhren, gekennzeichnet durch die Anwendung der sog. Schwungradschaltung, wobei die zur Heizung der Kathodenröhren erforderliche Batterie und deren Schaltungselemente als Gegengewicht für die Antenne benutzt werden.

K. P. 310733 derselben Gesellschaft. Vom 9. 11. 18 (ausgegeben am 20. 9. 19).

Einrichtung zum Tonempfang elektrischer Schwingungen mittels Hochfrequenzverstärkung in Kaskadenschaltung, dadurch gekennzeichnet, daß der Schlußkreis einer der Verstärkerröhren gleichzeitig als Überlagerungskreis ausgebildet ist.

K. P. 290256 derselben Gesellschaft. Zusatz zum D. R. P. 271059 (siehe Jb. **8**, S. 469—470). Vom 16. 7. 13 (ausgegeben am 17. 6. 19).

Empfangseinrichtung nach Patent 271059, dadurch gekennzeichnet, daß der Kreis, welcher die durch die Röhre verstärkten Hochfrequenzströme führt, mit dem die Schwingungen aufnehmenden Kreis durch eine besondere, zweckmäßig veränderliche Kopplung verbunden ist.

K. P. 290257 derselben Gesellschaft, ebenfalls Zusatz zum D. R. P. 271059. Vom 16. 12. 13 (ausgegeben am 23. 6. 19).

1. Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie nach Patent 271059, dadurch gekennzeichnet, daß der die verstärkten Hochfrequenzströme aufnehmende Kreis sowohl mit dem die Antennenströme dem Relais zuführenden Kreis zurückgekoppelt, als auch unmittelbar mit dem Indikationsinstrument zum Anzeigen der übertragenen Signale verbunden ist, so daß die Wirkung der Kathodenstrahlröhre sowohl als Verstärker als auch als Gleichrichter für die Hochfrequenzströme auf das Indikationsinstrument zur Geltung kommen kann.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Energieentnahme des Indikationsinstruments aus dem sekundären Relaiskreis durch variable Wechselstromwiderstände geregelt werden kann.

K. P. 293300 derselben Gesellschaft, ebenfalls Zusatz zum D. R. P. 271059. Vom 9. 2. 13 (ausgegeben am 23. 6. 19).

1. Empfangseinrichtung nach Patent 271059, dadurch gekenn-

zeichnet, daß die gleichgerichteten Pulsströme niedriger Frequenz ihrerseits wieder durch gleichartige mit erhitzter Kathode arbeitende Gasstrecken nochmals verstärkt werden, ehe sie dem Indikationsinstrument zugeführt werden.

K. P. 306372 derselben Gesellschaft. Vom 5. 11. 16 (ausgegeben am 19. 9. 19).

Vorrichtung zum Empfang rhythmischer Sendeenergie für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, unter Benutzung mechanisch abgestimmter Relais, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen Antennen- und Resonanzrelais ein aperiodisches Drehspulenrelais als Energiebegrenzer geschaltet ist, in dessen Lokalstromkreis unter Vorschaltung eines Widerstandes das Resonanzrelais liegt.

K. P. 302487 derselben Gesellschaft. Vom 16. 11. 15 (ausgegeben am 6. 9. 19).

Empfänger für drahtlose Telegraphie, der für einen gegebenen kleinen Wellenbereich mit Einrichtungen zur kontinuierlichen Wellenänderung ausgerüstet ist, dadurch gekennzeichnet, daß er für das Empfangen und Messen einer längeren Welle außerhalb dieses Bereiches durch einen Zusatztransformator und eine Zusatzspule für den Wellenmesser abgestimmt werden kann, wobei durch das Anstöpseln der Zusatzapparate zwangläufig die erforderlichen Schaltungen hergestellt werden.

K. P. 302415 derselben Gesellschaft. Vom 13. 5. 16 (ausgegeben am 4. 9. 19).

1. Einrichtung zum Tonempfang ungedämpfter Schwingungen ohne Detektor, gekennzeichnet durch eine periodisch veränderliche Kopplungs- bzw. Verstimmungseinrichtung, bestehend aus einem Kondensator, welcher annähernd mit der Hochfrequenzperiode, jedoch mit geeigneter Schlüpfung vor- bzw. nacheilend rotiert.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Periodenzahl des Kondensators ein ungerader Bruchteil der Hochfrequenzperiode ist, zuzüglich einer bestimmten Schlüpfung.

K. P. 297971 derselben Gesellschaft. Vom 3. 5. 16 (ausgegeben am 13. 9. 19).

1. Verfahren zum Tonempfang elektrischer Schwingungen mittels Detektors, dadurch gekennzeichnet, daß die empfangenen Hochfrequenzschwingungen vermittelst induktiver oder kapazitiver Kopplung zur Erregung einer Wechselstromdynamo benutzt werden, die die Eigenfrequenz $N = 250$ bis 1000 besitzt, wobei die Empfangsfrequenz n in zwei neue Frequenzen $n + N$ und $n - N$ umgeformt wird.

K. P. 298803 derselben Gesellschaft. Vom 7. 3. 17 (ausgegeben am 10. 9. 19).

1. Selektionseinrichtung für Wechselströme von Tonfrequenz, dadurch gekennzeichnet, daß die Energie der Wechselströme in Schwingungen eines auf die auszuwählende Frequenz abgestimmten mechanischen Systems umgeformt wird, das mit einem zweiten, auf die gleiche Schwingungszahl abgestimmten mechanischen System so verbunden ist, daß es von dem ersteren nur Schwingungen dieser Frequenz übernimmt, und daß die Schwingungen des zweiten Systems wieder in elektrische Ströme zur Speisung eines Indikators umgeformt werden.

K. P. 309211 derselben Gesellschaft. Vom 19. 6. 18 (ausgegeben am 22. 9. 19).

1. Schaltungsanordnung für Sender und Empfänger der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß als Selbstinduktions- und Kopplungsspulen für mit Kathodenröhren zusammenwirkende Hochfrequenzkreise Spulen benutzt werden, die, wie z. B. völlig geschlossene Ringspulen, keine elektromagnetischen Außenwirkungen, die zu ungewollten Kopplungen Veranlassung geben könnten, besitzen.

2. Geschlossene Spule nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die gesamte Spule aus einzelnen Abschnitten besteht, wobei die Wicklungen zweier aufeinanderfolgender Abschnitte entgegengesetzten Wicklungssinn haben und parallel geschaltet sind.

3. Kopplungseinrichtung für geschlossene Spulen nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß zur Energieübertragung eine einfache oder entsprechend der parallel geschalteten Wicklung vielfache Kopplungseinrichtung am Zusammenstoßpunkt zweier Wicklungsabschnitte der Ringspule angeordnet ist.

K. P. 299162 derselben Gesellschaft. Vom 17. 4. 17 (ausgegeben am 30. 8. 19).

1. Einrichtung zur Abstimmung oder Kopplungsänderung von Schwingungskreisen, dadurch gekennzeichnet, daß mehrere Vorrichtungen hierfür so miteinander verbunden sind, daß außer einer gemeinschaftlichen gleichzeitigen Einstellung jede Einzelvorrichtung ohne besondere Entkupplung von Hand unabhängig von den anderen bedient werden kann.

K. P. 298913. Hellmut Sell in Charlottenburg. Vom 15. 10. 16 (ausgegeben am 1. 9. 19).

1. Verfahren, um einen schwachen konstanten oder schwingenden Strom durch Beeinflussung eines Tonankers durch das Gehör wahr-

nehmbar zu machen, dadurch gekennzeichnet, daß man den Strom derart auf den elektromagnetisch betätigten Tonanker zur Einwirkung bringt, daß seine Schwingungszahl beeinflußt wird.

Literaturverzeichnis.

Abraham, H., and **E. Bloch**, Rev. Gén. de l'Él. **7**, S. 211, 255, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 457, 1920. Recording Oscillographs and Amplifiers of Extremely Low Frequency; their Application to the Recording of Radiotelegraphic Signals.

Ballantine, Stuart, Electrician **84**, 22, S. 599, 1920. A Remarkable Property of a Well-Known Alternating Current Circuit.

Bethenod, J. F. J., Proc. Inst. Rad. Eng. **7**, S. 517, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 438, 1920. On the Theory of Radiotelegraphic and Radiotelephonic Receiver Circuits.

Binyon, Basil, Rad. Rev. **1**, 9, S. 436, 1920. An Automatic Call Device.

Blon, J., Technique Moderne **11**, S. 417, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 460, 1920. The Progress of Wireless Telegraphy during the War.

Blondel, A., and **C. Lavonchy**, Rev. Gén. de l'Él. **6**, S. 875, 923, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 449, 1920. Contribution to the Theory of Audion Generators: The Condition for Excitation and the Degree of Damping of Feeble Oscillations obtained from this Apparatus.

Bryant, S. W., Journ. Frankl. Inst. **188**, S. 571, 1919. Technical Review **6**, S. 220, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 460, 1920. The United States Naval Communication Service.

Butterworth, S., Proc. Phys. Soc. **32**, S. 31, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 441, 1920. On the Self-Inductance of Single-Layer Flat Coils.

Cordes, H. G., Proc. Inst. Rad. Eng. **7**, S. 527, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 438, 1920 Determination of Rate of De-ionisation of Electric Arc Vapour.

Craft, E. B., and **E. H. Colpitts**, Proc. Amer. Inst. El. Eng. **38**, S. 337, 1919. Ref. L'Elettrotecnica **6**, S. 731, 1919. Radiotelephony.

Dellinger, J. H., ebenda S. 1095. Ref. Rev. Gén. de l'Él. **7**, S. 118, 1920. Rad. Rev. **1**, 9, S. 440, 1920. Principles of Radio Transmission and Reception with Antennae and Coil Aerials.

Dieckmann, Max, Elektrot. Ztschr. **41**, 22, S. 435, 1920. Verfahren zur Auffindung unterirdisch oder verdeckt verlegter, metallischer Leitungen.

Eales, H., Zentralztg. f. Opt. und Mech. **41**, S. 69, 1920. Drahtlose Telephonie.

Eccles, W. H., Electrician **84**, 17, S. 522, 1920. Thermionic Vacuum Tube as Detector, Amplifier and Generator of Electrical Oscillations.

— and **F. W. Jordan**, Rev. Gén. de l'Él. **6**, S. 812, 1919. L'Elettrotecnica **7**, S. 82, 1920. Ref. Rad. Am. News **1**, S. 349, 1920. The Use of the Three-Electrode Valve as a Relay.

Eckersley, T. L., Rad. Rev. **1**, 9, S. 429, 1920. Refraction of Electric Waves.

El. Exp. 7, S. 539, 1919. Ref. Rad. Rev. **1**, 9, S. 461, 1920. The Submarine's Under Water Radio.

El. Rev. 85, S. 668, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 446, 1920. The Use of Wireless Telephony for Aiding the Operation of an Electric Power Distribution Company.
— ebenda S. 767. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 459, 1920. The Horophone.
Electrician 84, 21, S. 568, 1920. Wireless Telephone Progress.
Elektrot. Umsch. 1, 9, S. 143, 1920. (Ref. über Gg. Keinath, Ztschr. f. Fernmeldetechnik 1, 1, S. 7; 2, S. 20, 1920.) Über die Verwendbarkeit von Meßgeräten für höhere Frequenzen.
— ebenda S. 146. (Ref. über P. O. Pedersen, Electrician 83, S. 523, 1919.) Ein neuer Wechselstromkompensator zur Messung mit Telephonströmen.
— ebenda 10, S. 155. (Ref. über Schwaiger, E. u. M. 37, S. 569, 1919, und Arch. f. Elektrot. 8, S. 191, 1919.) Spannungsverteilung an Hängeisolatorketten. Experimentelle Ermittlung der Spannungsverteilung bei Kondensatorgruppen.
— ebenda S. 159. (Ref. über J. Herweg, Verh. d. D. Phys. Ges. 21, S. 572, 1919.) Die Messung sehr kleiner Kapazitätsänderungen mittels ungedämpfter Schwingungen.
— ebenda 11, S. 172. (Ref. über L. Pungs und G. Preuner, Phys. Ztschr. 20, S. 543, 1919.) Verfahren zur Messung sehr kleiner Kapazitäten und Induktivitäten.
Elektrot. Ztschr. 41, 22, S. 439, 1920. Funkverbindung Holland-Indien.
Elwell, C. F., Electrician 84, 22, S. 596, 1920. The Poulsen System of Radiotelegraphy.
Ettenreich, R., Phys. Ztschr. 21, 8, S. 208, 1920. Eine Schwebungsmethode zur Prüfung der Trägheit von Kontaktdetektoren.
Ever. Eng. Mag. 8, S. 104, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 456, 1920. Why Tickler Coils are Inefficient for Long Undamped Waves.
— ebenda S. 107. A New Transformer and Oil Condenser.
— ebenda S. 116. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 459, 1920. Standardisation of Receiver Wavelength Ranges.
Ferrié, G., Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 933, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 453, 1920. The Use of Audions or Three-Electrode Lamps during the War.
de Forest, L., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 543, 1919. „Reception through Static and Interference", by R. A. Weagant.
Friedrich, P., Prometheus 31, 33, S. 257; 34, S. 268, 1920. Ort-Richtungsbestimmen von Schiffen auf See und in der Luft mittels drahtloser Zeichen.
Fuller, L. F., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 449, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 438, 1920. The Design of Poulsen Arc Converters for Radio Telegraphy.
Gehne, P., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 33, 2, S. 68, 1920. Die drahtlose Telephonie und die Hochfrequenztelephonie längs Leitungen.
Génie Civil 75, S. 671, 1919. Directional Systems of Wireless Telegraphy.
— ebenda S. 387. The Photographic Recording of Wireless Messages.
Gewecke, H., Telefunken-Ztg. 4, 20, S. 56, 1920. Drahtlose Eisenbahnsignale.
Hahnemann, W. und **H. Hecht,** Phys. Ztschr. 21, 10, S. 264, 1920. Schallgeber und Schallempfänger. III.
Henry, W. J., Scientific American 120, S. 368, 1919. A Loop of Wire.
Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 9, S. 434, 1920. Electronic and Ionic Oscillations in Thermionic Valves.

Kurze Mitteilungen.

(Mitteilungen aus dem Leserkreis erbeten.)

Deutsche Großfunkstationen. Neben den zahlreichen deutschen Funkstellen für den Inlandverkehr bestehen in Deutschland drei Großfunkstationen — Nauen, Eilvese und Königswusterhausen — für den Auslands- und Überseeverkehr. Die Großstation Nauen, die ein Gelände von insgesammt 300 ha bedeckt, ist die größte im Betriebe befindliche Funkstation der Erde. Ihre Leistungsfähigkeit ist so groß, daß sie mit den entferntesten Punkten der Erde — z. B. Australien und Südseeinseln (20 000 km entfernt!) — in funktelegraphische Verbindung treten kann.

Die drei genannten Großstationen verfügen zusammen über 6 Groß-Sendeanlagen, deren technische Einrichtungen infolge Fehlens genügend zahlreicher und leistungsfähiger Gegenstationen im Auslande noch längst nicht voll ausgenutzt werden können und im Falle einer Erweiterung der ausländischen Funknetze und des Baues entsprechender Auslandsstationen noch auf lange Zeit hinaus auch einem wesentlich stärkeren Funkverkehr gewachsen sein werden.

Neue deutsche Erfolge mit drahtloser Telephonie. Das Reichspostministerium hat schon seit längerer Zeit durch das Funk-Betriebsamt unter Heranziehung der Fachindustrie umfangreiche Versuche mit drahtloser Telephonie vornehmen lassen, die jetzt das erfreuliche Ergebnis gezeitigt haben, daß es möglich ist, von einer Zentralstelle aus die Sprache befriedigend innerhalb ganz Deutschland drahtlos zu übermitteln.

Als Sendestelle diente die Hauptfunkstelle Königs-Wusterhausen. Die Nachrichten wurden von etwa 30 Empfangsstellen aufgenommen, die der Luftlinie nach 30 bis 600 km von der Sendestelle entfernt lagen. Die Lautstärke war selbst an den entferntest gelegenen Orten, wie in Friedrichshafen und Konstanz befriedigend. Die Zahl der Orte, die weniger als 50 v. H. des übermittelten Wortlauts aufgenommen hatten, betrug vier, diejenige, die weniger als 30 v. H. erhalten hatten, eins. Das angewandte Übermittelungsverfahren, zunächst den ganzen Satz vorzulesen und dann die einzelnen Worte — unter Buchstabierung der schwerer verständlichen — zum Nachschreiben zu diktieren, bewährte sich. Zwischen Männer- und Frauenstimmen bestand, wenn es sich um einigermaßen geübte Personen handelte, kein Unterschied. Im übrigen spielte neben den technischen Vorbedingungen, über die die Versuche wertvolle Aufschlüsse brachten, die individuelle Eignung der gebenden und aufnehmenden Person eine noch erheblich größere Rolle als bei der Draht-Telephonie. Besonders klare und anpassungsfähige Aussprache ist ebenso notwendig wie Gewandtheit des Aufnehmenden. Daher werden zu den weiteren Versuchen sprachtechnisch und im Aufnehmen erfahrene und geübte Personen herangezogen werden.

Auf der **internationalen Verkehrskonferenz,** die vor kurzem **in Paris** stattgefunden hat, wurde bezüglich der Funktelegraphie im besonderen verabredet, zwischen den Funkstellen der europäischen Großstädte einen regelmäßigen Funkverkehr einzurichten. Die Funktelegraphie ist allseitig als eine Ergänzung der Drahttelegraphie anerkannt worden, so daß die bestehenden internationalen Verträge auch auf sie anzuwenden sind. Um Mißbrauch vorzubeugen, haben die Vertreter aller Verwaltungen beschlossen,

bei ihren Regierungen dahin zu wirken, daß Privatfunkstellen nur mit Genehmigung und unter Aufsicht der Regierung zugelassen werden sollen.

Eine spätere Konferenz soll weitere Verbesserungen der Verkehrsverbindungen herbeiführen.

Abschluß wichtiger internationaler Verkehrsverträge (nach Mitteilung des Reichspostministeriums).

Durch die Versailler Friedensbedingungen hat Deutschland seine Kabelverbindungen nach Spanien, Afrika, Südamerika und Vereinigten Staaten verloren.

Der deutsch-amerikanische Verkehr ging vor dem Kriege über zwei deutsche Kabel Emden—Azoren—New York, die auf amerikanischer Seite von der amerikanischen Commercial Cable Co., auf deutscher Seite von der Reichstelegraphenverwaltung, also unter Ausschaltung fremder Kontrolle, bedient wurden. Welche Bedeutung diese Verbindungen für den Handel zwischen beiden Ländern hatte, ergibt sich aus dem Verkehrsumfang von 7,6 Millionen Wörtern jährlich.

Eins dieser Kabel verbindet jetzt England mit Kanada, das andere ist in Frankreich gelandet und Amerika ist gezwungen, seinen ganzen Verkehr mit Nordeuropa über London zu leiten.

Die Funkentelegraphie war dazu berufen, einen unabhängigen Verkehr zu gewährleisten. Bereits seit einiger Zeit besteht ein deutsch-amerikanischer Funkverkehr zwischen der amerikanischen Marinefunkstelle Anapolis und Nauen in beschränktem Umfange.

Ein wesentlicher Teil mußte aber nach wie vor über London geleitet werden, da die amerikanische Marinestation mit Rücksicht auf andere Aufgaben für den deutschen Verkehr nur teilweise verfügbar war und außerdem die Annahme von Telegrammen für Länder außerhalb der Vereinigten Staaten ablehnte.

Eine Erweiterung des Funkdienstes war daher außerordentlich erwünscht, und es wurden technische Versuche zwischen Nauen und Marion, einer der Radio Corporation of America gehörenden Großfunkstelle angestellt, um die Wortleistung und Betriebssicherheit zwischen diesen beiden stärksten Stationen der alten und neuen Welt festzustellen. Als Ergebnis stellte sich die Möglichkeit eines Duplexverkehrs mit großer Wortgeschwindigkeit heraus und der amerikanische Handelsminister verfügte daraufhin, daß die Marinestation Annapolis nur den Regierungsverkehr behalten, den Privatverkehr aber am 1. August 1920 an die Radio Corporation abgeben sollte.

Diese Gesellschaft ist die Nachfolgerin der vor dem Kriege englisch beeinflußten, amerikanischen Marconigesellschaft, welche gezwungen war, sich als nationale amerikanische Gesellschaft zu reorganisieren, als die Regierung die Reinigung der drahtlosen Gesellschaften von fremdem Einfluß forderte. Die englische Marconigesellschaft sah sich genötigt, ihre amerikanischen Aktien abzugeben und der mächtige amerikanische Elektrizitätskonzern der General Electric Company übernahm es, eine neue, nur amerikanischen Interessen dienende Gesellschaft, die Radio Corporation of America zu gründen. Dem Director of Naval Communication Admiral Bullard wurde die staatliche Überwachung der Gesellschaft übertragen.

Die deutsche Reichstelegraphenverwaltung hatte kein Bedenken, mit

einer amerikanischen Gesellschaft in Verbindung zu treten, der seitens ihrer eigenen Regierung die Ausübung des amerikanischen Funkverkehrs mit dem Auslande anvertraut wurde. Sie stellte jedoch die Forderung, daß die amerikanische Gesellschaft vor Aufnahme des Telegraphenverkehrs mit Deutschland eine formelle Erlaubnis der deutschen Regierung einholen müsse. Zu diesem Zweck ist der Präsident der Radio Corporation vor einigen Wochen in Berlin eingetroffen. Die Verhandlungen sind nunmehr beendet und haben das Ergebnis gehabt, daß die amerikanische Gesellschaft unter gewissen Bedingungen vom Tage der Aufhebung des Kriegszustandes zwischen Deutschland und den Vereinigten Staaten an, formell zum Verkehr mit Deutschland zugelassen wird. Bis dahin wird der Verkehr (wie dies auch bisher mit der amerikanischen Marinestation der Fall gewesen ist) ohne besondere Vereinbarung abgewickelt.

Die Eröffnung dieser neuen Verbindung ist für Deutschland von großer Bedeutung; weil jetzt zum ersten Male seit 1914 wieder die Möglichkeit geschaffen wird, nicht nur Telegramme nach Nordamerika, sondern auch nach Mittelamerika, Südamerika, Japan, China usw. unter Vermeidung der Londoner Weltzensur abzusenden und aus diesen Ländern zu empfangen. Ebenso haben die Vereinigten Staaten die Möglichkeit, durch Vermittlung der deutschen Funkstellen unabhängig von dem englischen Kabelnetz mit Deutschland und den an Deutschland angrenzenden Ländern zu verkehren. Ferner ist allen europäischen Staaten, die keine eigene Verbindung mit Amerika besitzen, Gelegenheit gegeben, sich des deutschen Funkverkehrs zu bedienen, falls sie hierin besonderen Vorteil sehen.

Vor dem Kriege waren zwei deutsche Kabelverbindungen mit Nordamerika und eine Kabelverbindung mit Südamerika in Betrieb und teilweise überlastet. Es ist daher auch aus Sicherheitsgründen erwünscht, in Zukunft mehrere Funkverbindungen mit Amerika zu haben. Deutschland ist technisch auf die Durchführung einer Doppelverbindung vorbereitet, und es war daher der Reichstelegraphenverwaltung nur erwünscht, daß gleichzeitig eine zweite amerikanische Gruppe, die neugegründete Radio Communication New York, an der das große Zeitungsunternehmen Hearst finanziell beteiligt sein soll, bereit war, eine Großfunkstelle bei New York zu bauen und ebenfalls für den Verkehr mit Deutschland zur Verfügung zu stellen. Die Verhandlungen dieser Gruppe mit der Telefunkengesellschaft haben das besonders für die deutsche Industrie günstige und die deutsche drahtlose Technik ehrende Ergebnis gehabt, daß die neue amerikanische Riesenstation sich in ihrer Ausführung an die deutsche Station Nauen anlehnen und teilweise Spezialmaschinen und Apparate deutscher Herkunft verwenden wird.

Die Reichstelegraphenverwaltung hofft, daß die neue amerikanische Funkstelle bereits Mitte 1921 fertig sein, und ein günstiges Verkehrsergebnis liefern wird, damit auch diese zweite Funklinie zum öffentlichen Verkehr zugelassen werden und zur Entwicklung der deutsch-amerikanischen Handelsbeziehungen beitragen kann.

Persönliches. Der a. o. Professor an der Universität Göttingen Dr. Max Reich wurde zum ord. Professor für angewandte Elektrizität an der gleichen Hochschule als Nachfolger von Prof. Simon ernannt. Reich war seit 1908 Leiter der dem Institut für angewandte Elektrizität angegliederten radioelektrischen Versuchsanstalt für Heer und Marine.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

Band 16. Oktober 1920. Heft 4.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Bücher und Sonderabdrücke sowie Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Störende Kapazitätswirkungen bei Hochfrequenzmeßanordnungen.

Von **E. Giebe** und **E. Alberti.**

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

§ 1. Bei Messungen von Wellenlängen, Dämpfungsdekrementen usw. in der üblichen Hochfrequenzmeßanordnung (Fig. 1), die aus dem Generatorkreis *I*, dem Resonatorkreis *II* und dem Detektorkreis *III* besteht, können, wie bekannt[1]), infolge direkter Einwirkung des Kreises *I* auf *III* Fehler entstehen. Eine solche Einwirkung macht sich dadurch bemerkbar, daß das Galvanometer im Kreis *III* einen Ausschlag anzeigt, auch wenn Kreis *II* geöffnet oder ganz entfernt wird. Diesen Ausschlag wollen wir im folgenden kurz „Nullausschlag" nennen. Durch größere Entfernung des Kreises *I* vom Kreise *III* kann man im allgemeinen die Größe des Nullausschlages herabdrücken, wobei die dadurch etwa eintretende Einbuße an Meßempfindlichkeit innerhalb gewisser Grenzen durch festere Koppelung zwischen *I* und *II* wieder einzuholen ist; doch ist es oft schwer, den Nullausschlag ganz zum Verschwinden zu bringen[2]). Bei Messungen mit ungedämpften, durch Röhrensender erzeugten Schwingungen kurzer Wellenlänge von etwa 300 m abwärts beobachtet man oft recht beträchtliche Nullausschläge und es gelingt mit abnehmender Wellenlänge immer weniger, die räumliche Anordnung der drei Kreise so zu wählen, daß bei ausreichender Meßempfindlichkeit die Nullausschläge genügend klein bleiben. Wir wollen im folgenden an der Hand von Versuchen zeigen, daß hier die Ursache der Nullausschläge meist nicht in einer magnetischen Induktion der beiden Kreise *I* und *III*, was man zunächst vermutet, sondern hauptsächlich in Kapazitätswirkungen zwischen den Apparaten untereinander und gegen Erde, also in elektrischer Influenz zu suchen ist. Die Untersuchungen führten zu einem sehr einfachen Mittel, solche störenden Kapazitätswirkungen unschädlich zu machen.

§ 2. Der Primärkreis unserer Meßanordnung (Fig. 1) ist der Schwingungskreis eines Röhrensenders für Wellen von 20 bis 300 m

---

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, Stuttgart 1916, 4. Aufl., S. 139. M. Wien, Ann. d. Physik (IV) 25, S. 652, 1908.

2) R. Lindemann, Verh. d. Dtsch. phys. Ges. 11, S. 32, 1909. Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie IV, S. 570, 1911. S. Löwe, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie VI, S. 325, 1912.

(Heizbatterie 12 V., 3 A., Anodenspannung 440 V.)[1]. Der Kreis *II* ist ein Normalkreis der Reichsanstalt zur Eichung von Wellenmessern ($L = 11 \times 10^{-6}$ H, $C = 230 - 3600 \times 10^{-12}$ F.). Um den Sender

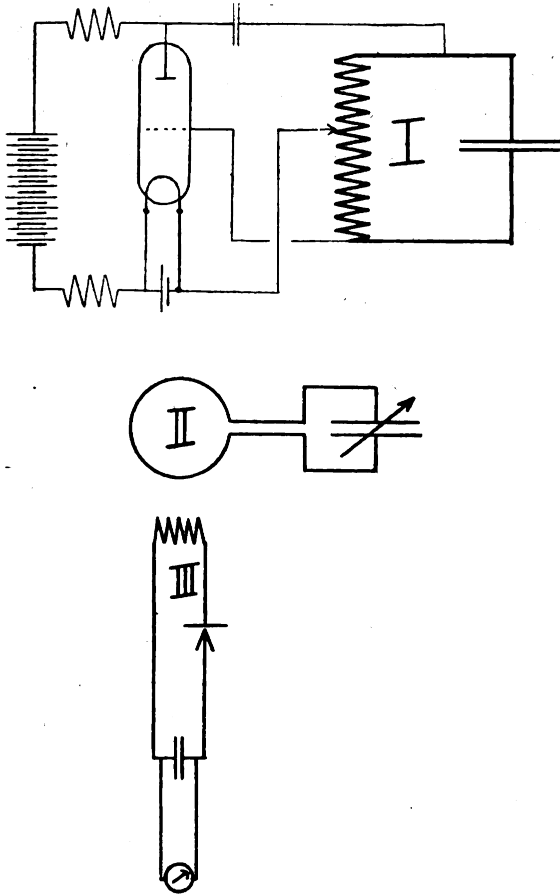


Fig. 1.

selbst möglichst weit von den Kreisen *II* und *III* zu entfernen, wurde meist in den Anoden- oder in den Schwingungskreis des Senders eine

1) Der Sender ist ein Geschenk der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie an die Reichsanstalt.

Koppelungsspule (in der Figur nicht gezeichnet) mit langer Zuleitung eingeschaltet. Der Detektorkreis *III* besteht aus einer Koppelungsspule ($L = 25 \times 10^{-6}$ H.), einem Papierkondensator ($C = 2\,\mu$F.), einem Pyrit- oder Silizium-Detektor von etwa 800 Ohm und einem Zeigergalvanometer von Hartmann & Braun mit einer Empfindlichkeit von 9×10^{-7} A. für 1^0 oder einem Spiegelgalvanometer. Die Koppelung

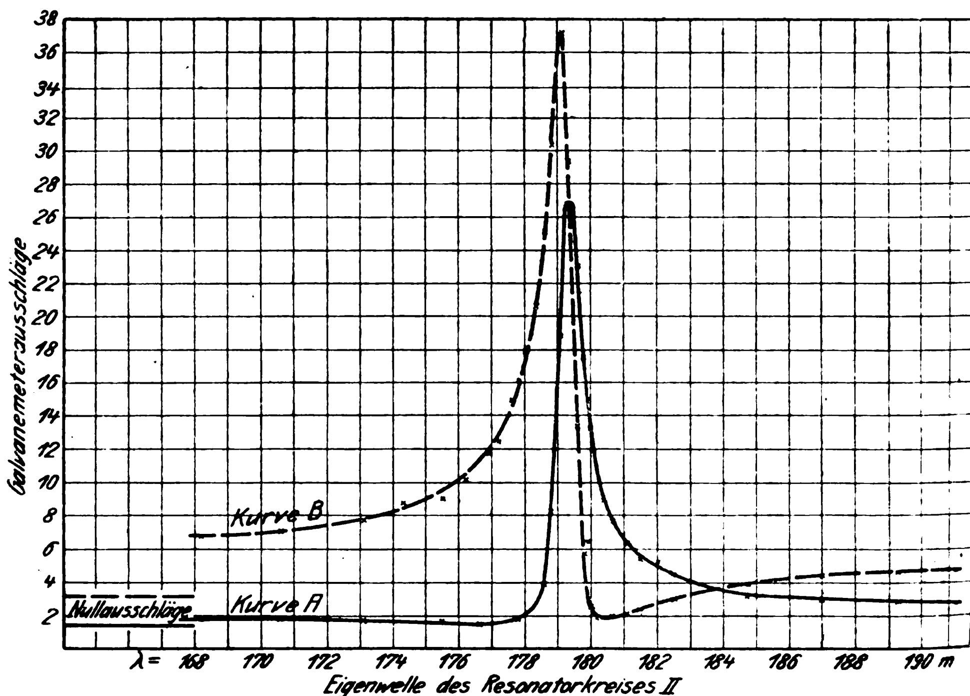


Fig. 2.

zwischen *I* und *II*, bzw. *II* und *III* wählten wir so, daß sich eine genaue Wellenlängenmessung durch Abstimmung des Kreises *II* auf *I* ausführen ließ. Die Entfernung der Koppelungsspulen *I* und *III* von Kreis *II* war dabei so groß, daß Rückwirkung von *I* auf *II* bzw. *III* auf *II* ausgeschlossen war.

In dieser Anordnung erhielten wir z. B. bei einer Wellenlänge von etwa 180 m am Galvanometer in Kreis *III* einen Resonanzausschlag von 27 Skalenteilen. Bei geöffnetem Kreis *II* blieb ein Nullausschlag von 1,5 Skalenteilen, also von 5,5 % des maximalen Reso-

nanzausschlages bestehen. Wurde nun bei sonst unveränderter Anordnung die Koppelungsspule im Detektorkreis kommutiert oder ihre Windungsebene um 180° gedreht, so änderte sich sowohl der Nullausschlag wie der Resonanzausschlag, beide jedoch in verschiedenem Maße, dieser stieg auf 37,3 jener auf 3,2 Skalenteile. Ähnliche Änderungen in der Größe der Ausschläge traten ein, wenn man die Koppelungsspule des Primärkreises kommutierte oder um 180° drehte. Dieser Versuch lehrte zunächst, daß magnetische Induktion zwischen *I* und *III* nicht die Ursache des Nullausschlages sein konnte, denn das Kommutieren

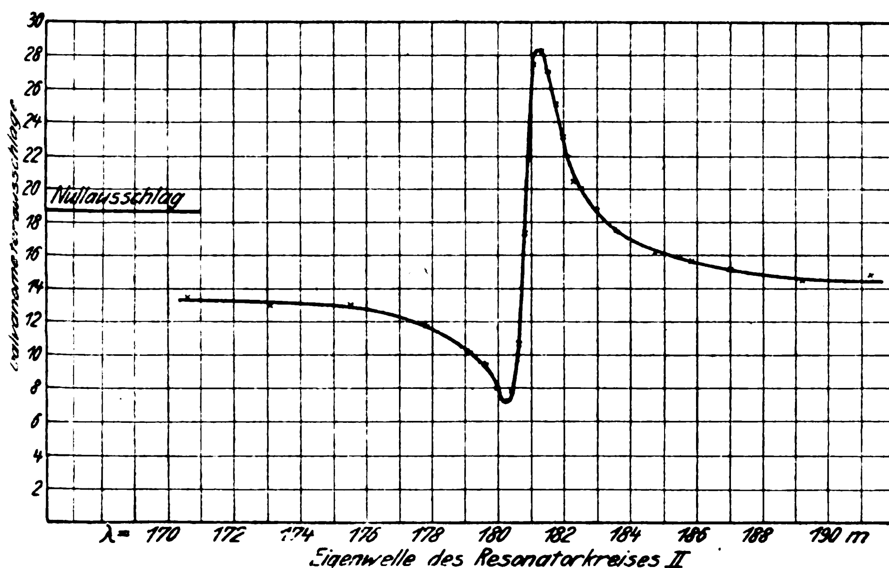


Fig. 3.

der Koppelungsspule kann nur die Richtung, nicht die Größe des Induktionsstromes ändern. Da die Differenz der Null- und die der Resonanzausschläge vor und nach dem Kommutieren der Koppelungsspule nicht gleich groß ist, so folgt ferner, daß sich im Detektorkreis der von Kreis *II* induzierte Strom nicht einfach zu dem den Nullausschlag hervorrufenden Strom addiert. Weitere Anhaltspunkte für die Deutung dieser Versuche erhielten wir, als wir bei der Abstimmung von Kreis *II* auf die konstant gehaltene Senderwelle in der üblichen Weise vollständige Resonanzkurven aufnahmen. Die beiden vor und nach dem Kommutieren der Detektorspule beobachteten Kurven, die in Figur 2 wieder-

gegeben sind, sind stark unsymmetrisch und sehen auf den ersten Blick sehr verschieden aus. Die Maxima sind nicht nur verschieden hoch, sondern liegen auch nicht bei derselben Wellenlänge. Bei näherer Betrachtung erkennt man jedoch, daß der Verlauf der beiden Kurven ungefähr spiegelbildlich ähnlich ist. Wurde bei derselben Senderwelle durch andere Anordnung der drei Kreise der Nullausschlag absichtlich sehr stark vergrößert, oder in unveränderter Anordnung die Senderwellenlänge kürzer gewählt, wobei mit abnehmender Wellenlänge der Nullausschlag immer mehr anstieg, so ergaben sich außerordentlich stark verzerrte Kurven, wie in Fig. 3, bei welcher neben dem Maximum ein fast ebenso scharf ausgeprägtes Minimum vorhanden ist. Ein solches Minimum ist übrigens in Kurve *B*, Fig. 2, auch schon angedeutet. Auch in diesem Falle erhielt man beim Kommutieren der Detektorspule nicht die gleiche, aber eine ungefähr spiegelbildlich ähnliche Kurve, bei welcher das Minimum also auf der anderen Seite des Maximums lag.

Diese Beobachtungen legen die Vermutung nahe, daß der durch direkte Wirkung von Kreis *I* hervorgerufene Strom (J_1), die Ursache des Nullausschlages, beim Kommutieren der Detektorspule nicht wie der vom Kreis *II* induzierte Strom (J_2) in seiner Richtung umgekehrt wird. Der resultierende Stromeffekt im Detektorkreis ist dann

$$J^2 = J_1^{\,2} + J_2^{\,2} \pm 2 J_1 J_2 \cos \alpha \quad ^{1})$$

wenn α der Winkel ist, um welchen die beiden Ströme J_1 und J_2 in der Phase gegeneinander verschoben sind. Der Vorzeichenwechsel des Kosinusgliedes entspricht dem Kommutieren der Detektorspule.

Da der störende Strom J_1 nicht durch magnetische Felder hervorgerufen sein kann, bleibt nur übrig, seine Ursache in elektrischen Feldern zu suchen. Daß diese Annahme zutrifft, zeigte sich deutlich, wenn man, bei völlig entferntem Kreis *II*, die Koppelungsschleife des Kreises *I* durch einen einfachen, $1^1/_2$ m langen in Richtung auf die Detektorspule gelegten geraden Draht ersetzte und diesen an irgendeinen Punkt zwischen Kathode und Anode des Röhrensenders einpolig anschloß. Man erhielt dann Nullausschläge etwa der gleichen Größenordnung wie vorher. Sie wurden um so größer, je näher der An-

1) Die Gleichung ist für die vorliegenden Verhältnisse nur bedingt gültig, da der Strom J_2 beim Kommutieren nicht konstant bleibt und wohl auch nicht unabhängig von dem in der Nähe der Resonanz stark veränderlichen Strom J_1 sein dürfte. Außerdem mißt ein Pyrit-Detektor nicht genau das Quadrat des Stromes.

schlußpunkt der Anode oder dem Gitter lag, d. h. je höher die Wechselspannung des Drahtes, also die Intensität seines elektrischen Feldes wurde; sie waren auch bei dieser Anordnung im allgemeinen verschieden groß, wenn man die Detektorspule kommutierte. Drehte man die Windungsebene der Spule im Raume, d. h. im elektrischen

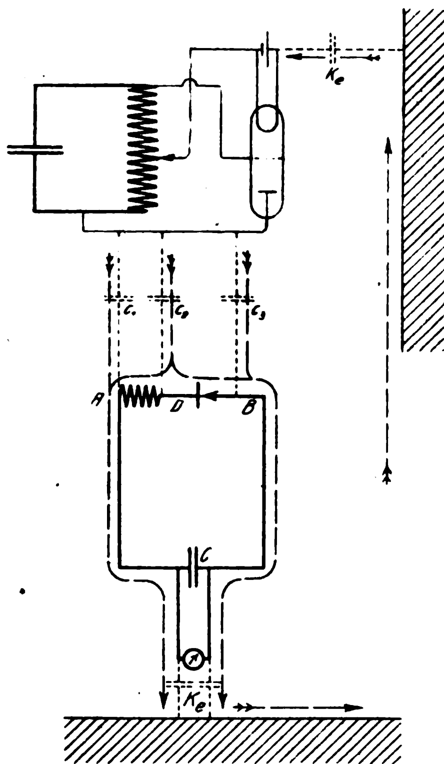


Fig. 4.

Felde des Drahtes, so änderte sich die Größe des Nullausschlages, doch ließ sich eine bestimmte Lage der Spule ausfindig machen, in welcher beim Kommutieren derselben keine Änderung des Nullausschlages eintrat.

§ 8. Die Wirkung einer elektrischen Koppelung zwischen Kreis *I* und *III* als Ursache des Nullausschlages wollen wir uns, zunächst bei entferntem Kreise *II*, an Fig. 4 anschaulich machen, indem wir uns diese Koppelung durch Kondensatoren c_1, c_2, c_3 (punktiert ge-

zeichnet) hergestellt denken. Die Kapazitäten jedes der beiden Kreise gegen Erde, von denen z. B. die für Kreis *I* infolge der angeschalteten Anoden- und Heizbatterie (vgl. Fig. 1) sehr groß ist, seien ebenfalls durch Kondensatoren, K_e, dargestellt. Vom Sender aus fließen dann in Richtung der gestrichelt eingezeichneten Pfeile Wechselströme über die Kapazitäten c_1, c_2, c_3 zum Detektorkreis und von da über K_e zur Erde und zum Sender zurück. Der über c_2 kommende Strom teilt sich bei *D*, ein Teil fließt über die Spule, ein Teil über den Detektor. Der letztere ist die Ursache des Nullausschlages. Infolge der sehr großen, für die hochfrequenten Wechselströme wie ein Kurzschluß wirkenden Kapazität des Blockkondensators *C* haben alle zwischen *A*—*C*—*B* liegenden Leiterteile und Apparate nahe die gleiche Wechselspannung gegen Erde. Die Spannungsdifferenzen zwischen *D* und *A* bzw. *B* werden also nahe einander gleich sein, das Verhältnis der Teilströme über Spule und über Detektor wird dem umgekehrten Verhältnis der bezüglichen Hochfrequenzwiderstände entsprechen. Ist diese Vorstellung richtig, so muß offenbar der Teilstrom über den Detektor, also der Nullausschlag größer werden, wenn man den Widerstand zwischen den Punkten *A* und *D* im Verhältnis zum Detektorwiderstand vergrößert, etwa durch Benutzung einer Spule von größerer Windungszahl, oder durch Einschalten von Widerstand. Dies wurde durch den Versuch bestätigt. Man kann so, wie z. B. im Falle der Fig. 3, den Nullausschlag stark vergrößern, andererseits durch Verringerung der Windungszahl der Detektorspule auch merklich herabdrücken, soweit eine Verkleinerung der Windungszahl in Rücksicht auf die damit verbundene Herabsetzung der Meßempfindlichkeit zulässig ist.

Die Größe der fiktiven Kapazität c_2 hängt außer von anderen Umständen auch von der Lage der Detektorkoppelungsspule in dem vom Sender (bzw. seiner Koppelungsspule) ausgehenden elektrischen Felde ab. c_2 und damit der Nullausschlag wird sich also im allgemeinen ändern, wenn man durch Drehen der Spule um 180° oder Kommutieren das Spulenende *A* nach *D* und umgekehrt verlegt. Auch daß sich experimentell durch Probieren eine gewisse Symmetrielage der Spule im Raume finden läßt, in der Kommutieren oder Drehen um 180° ohne Einfluß auf die Größe des Nullausschlages ist, wird bei unserer Erklärungsweise verständlich.

Bei Einfügung des Kreises *II* in die Nähe von *I* und *III* bleibt eine elektrische Koppelung zwischen *I* und *III*, sei es direkt, sei es über Kreis *II* bestehen, die durch sie hervorgerufenen Erscheinungen werden also qualitativ die gleichen bleiben.

§ 4. Wie Fig. 2 zeigt, werden die Resonanzkurven schon bei verhältnismäßig kleinen Nullausschlägen so unsymmetrisch, daß z. B. eine Dämpfungsmessung nach der Methode von Bjerknes unmöglich ist. Da die Resonanzmaxima infolge des Nullausschlages verschoben sind, so werden auch die Wellenlängenmessungen fehlerhaft. Es war daher wichtig, Mittel ausfindig zu machen, um die störende elektrische Koppelung, die Ursache der Nullausschläge, unschädlich zu machen. Das nächstliegende Mittel[1]), elektrische Schirme zur Abschützung einzelner Teile der Anordnung zu benutzen, führt bei peinlichster Durchführung zwar zu einem gewissen Erfolg. Die Notwendigkeit, durch leitende Schirme hindurch magnetisch zu koppeln, Wirbelströme in den Schirmen u. a., bringen jedoch Schwierigkeiten und neue Fehler-

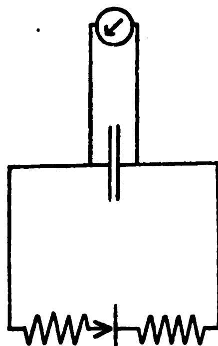


Fig. 5.
Symetrische Detektorschaltung.

quellen mit sich. Durch die anschauliche Betrachtungsweise des vorigen Paragraphen wurden wir zu einem anderen sehr einfachen Mittel geführt, Störungen infolge elektrischer Koppelung vollständig zu beseitigen. Es besteht in einem symmetrischen Aufbau des Detektorkreises, wie Fig. 5 zeigt. Die Schaltung unterscheidet sich von der üblichen nur dadurch, daß die Koppelungsspule in zwei gleiche Hälften von genau gleichem Widerstand und gleicher Selbstinduktion zerlegt ist, die beiderseits des Detektors eingeschaltet sind. Auch für einen solchen Detektorkreis besteht natürlich, ebenso wie für den gewöhnlichen, unter sonst gleichen Umständen eine elektrische Koppelung mit dem Sender, die wir uns analog wie in Fig. 4 durch Kondensatoren

1) J. H. Dellinger, Phys. Rev. II, 14, S. 181, 1919.

c_1, c_2, c_3 und c_4 hergestellt denken (Fig. 6). Die über die Kondensatoren fließenden Ströme werden den gestrichelt eingezeichneten Verlauf nehmen, der Detektor selbst aber wird stromfrei bleiben, sofern die Kapazitäten c_2 und c_3 gleich groß sind. Das muß aus Symmetriegründen der Fall sein, wenn die beiden Spulenhälften nicht nur hin-

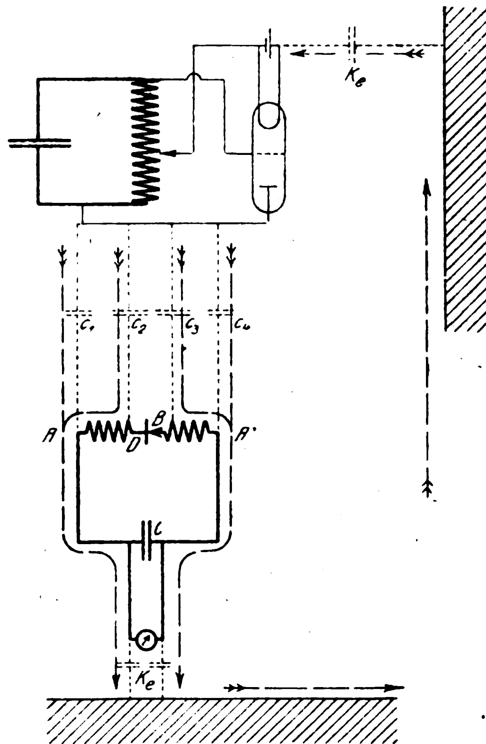


Fig. 6.

sichtlich ihrer elektrischen Konstanten einander gleich, sondern auch geometrisch so angeordnet sind, daß bezüglich des Detektors symmetrisch gelegene Punkte (D und B, A und A') der Spulenhälften möglichst nahe beieinander, also an der gleichen Stelle im elektrischen Felde des Senders liegen. Praktisch sind wir, um diese Bedingungen zu erfüllen, bei der Herstellung der symmetrischen Koppelungsspule so verfahren, daß wir auf einen zylindrischen Holzkern einige Drahtwindungen ein-

lagig aufwickelten, die mittlere Windung in der Mitte durchschnitten und die entstehenden Enden an zwei Steckbuchsen für den Detektor legten, die unmittelbar auf dem Wicklungskern angebracht waren. Die sonstigen Drahtleitungen des Detektorkreises, zum Galvanometer und zum Blockkondensator, sind bifilar geführt und möglichst kurz gemacht.

Der Erfolg dieser symmetrischen Schaltungsweise ist überraschend gut. Der Nullausschlag verschwindet auch bei sehr kurzen Wellen restlos und die Resonanzkurven werden vollständig symmetrisch.

In einer derartigen symmetrischen Schaltung läßt sich sehr hübsch demonstrieren, wie bei jeder absichtlichen Störung der Symmetrie, z. B. durch einseitiges Einschalten von Widerstand, der Nullausschlag und die damit zusammenhängenden Erscheinungen wieder auftreten.

§ 5. Auch bei manchen technischen Wellenmessern beobachtet man unter Umständen Nullausschläge und unsymmetrische Resonanzkurven, die durch Kapazitätswirkungen in der beschriebenen Weise zustandekommen und daher zu Meßfehlern Veranlassung geben können. Hier liegen die Verhältnisse insofern anders, als der Detektorkreis in der Regel galvanisch mit dem Resonatorkreis gekoppelt ist, durch direkten Anschluß an zwei Punkte der Selbstinduktionswindungen des letzteren. Liegen diese Abzweigpunkte sehr nahe beieinander, etwa nur um Bruchteile einer Windung voneinander entfernt, so wird nach der mitgeteilten Anschauungsweise (S. 248) kaum Anlaß für das Entstehen von Nullausschlägen da sein. Doch mögen bei technischen Wellenmessern infolge ihrer gedrängten Bauart unerwünschte Kapazitätswirkungen auch wohl in anderer Weise als der hier geschilderten zustandekommen.

Zusammenfassung. Es wird eine symmetrische Detektorschaltung angegeben, durch welche störende Kapazitätswirkungen bei Hochfrequenzmeßanordnungen in einfacher Weise unschädlich gemacht werden.

Anormale Resonanzkurven, die durch Summation zweier phasenverschobener Ströme entstehen.

Von E. Alberti.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

§ 1. Bei der Aufnahme von Resonanzkurven macht man häufig die Beobachtung, daß die Kurven nicht den von der Bjerknesschen Theorie vorausgesagten Verlauf nehmen. Als Ursachen[1]) solcher Störungen sind unter anderen bekannt: zu feste Koppelung, das Sprühen von Kondensatoren, sowie eine Induktion des Primärsystems direkt oder durch Vermittlung irgendeiner anderen Leitung auf den Detektorkreis. Der letzte Fall wird daran erkannt, daß das Meßinstrument im Detektorkreise auch bei geöffnetem Resonatorkreise einen Ausschlag zeigt. (Im folgenden als Nullausschlag bezeichnet.) Experimentell ist dieser Fall in der vorangehenden Arbeit[2]) von Herrn Giebe und dem Verfasser untersucht worden. Die Untersuchung hat zu dem Resultat geführt, daß die Ursache der Nullausschläge bei kurzen Wellen meist nicht in einer magnetischen Induktion des Primärkreises auf den Detektorkreis, was man zunächst vermutet, sondern hauptsächlich in Kapazitätswirkungen zwischen den Apparaten untereinander und gegen Erde, also in elektrischer Influenz zu suchen ist.

Wir wollen nun im folgenden, ohne auf die Ursache des Nullausschlages näher einzugehen, den Verlauf von Resonanzkurven berechnen unter der Annahme, daß sich über einen nach Phase und Amplitude konstanten Nullstrom ein zweiter Strom lagert, der einem Resonanzgesetz folgt.

§ 2. Wir berechnen den Stromeffekt im Detektorkreise bei Änderung der Eigenwelle des Resonatorkreises unter folgenden Voraussetzungen:

1. ungedämpfter Schwingungen,
2. rein sinusförmiger Ströme,
3. sehr loser Koppelung der einzelnen Kreise,
4. daß der Nullstrom nach Phase und Amplitude konstant und unabhängig von den Vorgängen im Resonatorkreise ist,
5. unter Vernachlässigung der Widerstandsänderungen mit der Frequenz.

---

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, Stuttgart 1916, 4. Aufl., S. 139.

2) E. Giebe und E. Alberti, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 16, S. 242, 1920.

Es sei:

$$i_1 = J_1 \sin \omega t \tag{1}$$

der Strom im Kreise I (Erregerkreis).

$L_2\, C_2\, R_2$ Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand im Kreise II (Resonatorkreis).

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2\, C_2}}$$

Analoge Bezeichnungen gelten für den Kreis III (Detektorkreis).

Der vom Kreise II im Kreise III induzierte Strom sei mit i_3'' bezeichnet

$$i_3'' = J_3'' \sin(\omega t + \varphi) \tag{2}$$

Der vom Kreise I hervorgerufene Strom, die Ursache des Nullausschlages, sei i_3', er habe gegen den Erregerstrom i_1 eine beliebige, uns unbekannte Phasenverschiebung χ

$$i_3' = J_3' \sin(\omega t + \chi) \tag{3}$$

Der Stromeffekt im Detektorkreise ist dann:

$$J_3^2 = J'^2_3 + J''^2_3 + 2 J_3' J_3'' \cos(\chi - \varphi) \tag{4}$$

J_3'' und φ lassen sich in bekannter Weise[1]) aus den Konstanten der Kreise II und III berechnen.

$$J_3'' = \frac{L_{23}}{L_3} \cdot \frac{L_{12}}{L_2}\, \omega^4 \cdot \frac{J_1}{\varrho_2\, \varrho_3}$$

wenn L_{12} und L_{23} die Koeffizienten der gegenseitigen Induktionen der Kreise I, II und III sind und

$$\varrho_2 = \sqrt{(\omega_2^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2 R_2^2}{L_2^2}} \qquad \varrho_3 = \sqrt{(\omega_3^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2 R_3^2}{L_3^2}} \,.$$

$$\varphi = -(\psi_{12} + \psi_{23})$$

$$\operatorname{tg} \psi_{12} = \frac{\omega R_2}{L_2 (\omega_2^2 - \omega^2)} \qquad \operatorname{tg} \psi_{23} = \frac{\omega R_3}{L_3 (\omega_3^2 - \omega^2)}$$

Man erhält dann eine Gleichung der Form

$$J_3^2 = J'^2_3 + J''^2_3 + 2 J'_3 J''_3 \frac{B(x - CD)}{\sqrt{x^2 + D^2}} \tag{5}$$

---

1) Vgl. z. B. Starke, Experimentelle Elektrizitätslehre, 2. Aufl., 1910, S. 378.

Hierin ist $x = (\omega_2^{\,2} - \omega^2)$

$$B = \cos\chi\cos\psi - \sin\chi\sin\psi$$

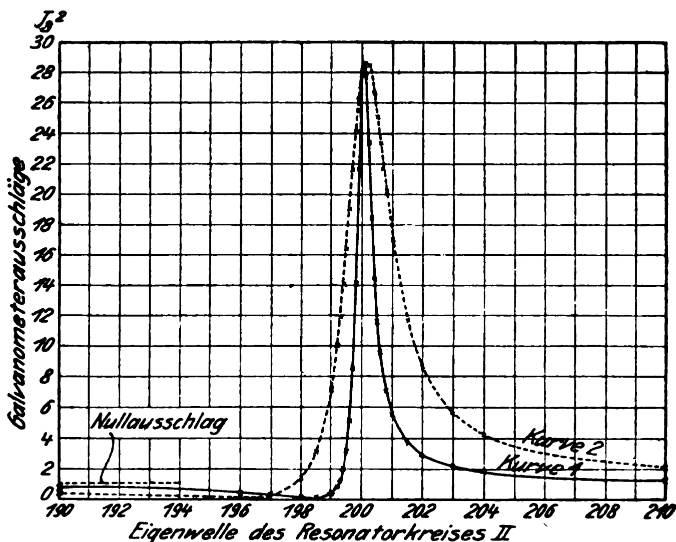
$$C = \frac{1}{B}\cdot(\cos\chi\sin\psi + \sin\chi\cos\psi)$$

$$D = \frac{\omega R_2}{L_2}$$

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\omega R_3}{L_3(\omega_3^{\,2} - \omega^2)}$$

B und C sind Konstanten, die nur von χ und den Konstanten des Kreises III abhängen, D hängt dagegen nur von den Größen des Kreises II ab.

Die Gleichung wollen wir an Hand einiger Beispiele erörtern.



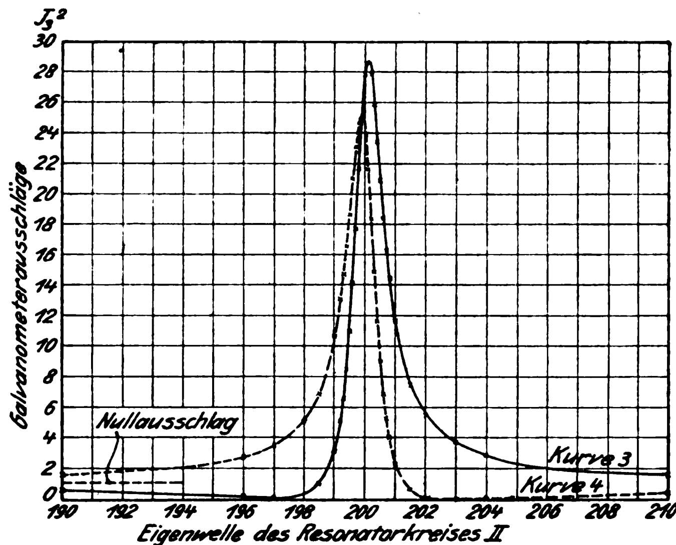
Einfluß der Dämpfung auf den Verlauf der Resonanzkurve.
Kurve 1 . . . R_2 = 0,30 Ohm Kurve 2 . . . R_2 = 0,90 Ohm.

Fig. 1.

§ 3. Beispiele:

Nach der Gleichung (5) sind verschiedene Resonanzkurven für die Welle des Erregerkreises $\lambda = 200$ m berechnet und in Kurvenform in den Fig. 1—3 aufgetragen. Dabei ist ein Winkel χ von 90^0 zugrunde gelegt und ein Nullstrom $J_3' = \frac{1}{5} J_3''$.

Die Kurven fallen nach der einen Seite sehr viel steiler ab als nach der anderen und gehen auf der Seite des steilen Abfalls durch ein mehr oder weniger scharf ausgeprägtes Minimum. Das Maximum ist etwas gegen die Resonanzlage verschoben. Aus der Fig. 1 geht der Einfluß des Widerstandes des Resonanzkreises hervor, die Kurven werden mit wachsendem Widerstande flacher, das Minimum bleibt bestehen und wandert mit wachsendem Widerstand von der Resonanzlage immer weiter fort, ebenso das Maximum. Bei einem Hochfrequenz-



Einfluß des Kommutierens der Detektorspule auf die Resonanzkurve.
Kurve 3 vor dem Kommutieren der Detektorspule
Kurve 4 nach dem Kommutieren der Detektorspule.
Fig. 2.

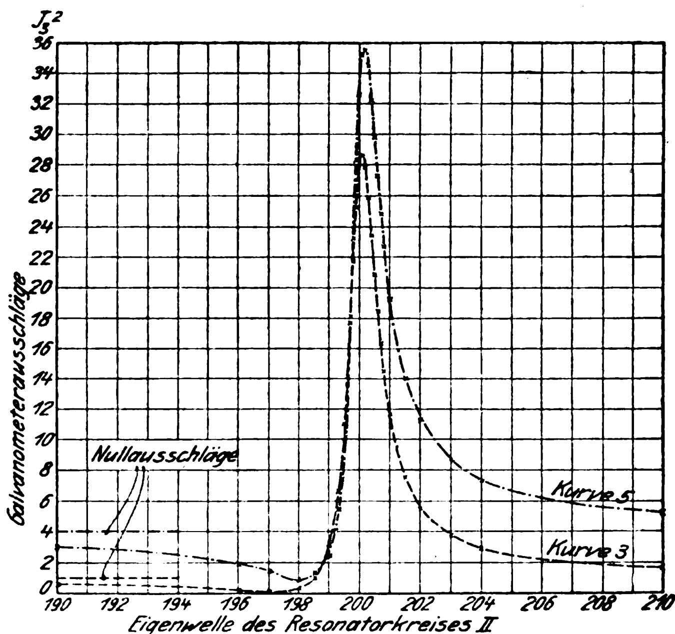
widerstand von nur 0,9 Ohm weicht bei dem hier berechneten Fall das Maximum schon um fast 1 $^0/_{00}$ von der Resonanzlage ab.

Wechselt J_3'' sein Vorzeichen, so wechselt das cos-Glied in den Gleichungen (4) und (5) sein Vorzeichen. Man kann das praktisch dadurch erreichen, daß man die Induktion von II auf III umpolt. Im Falle, daß der Nullausschlag auf eine rein elektrische Influenz zurückzuführen ist[1]), hat man dazu nur die Detektorspule zu kommutieren. Fig. 2 zeigt den Einfluß einer Kommutierung der Detektor-

1) E. Giebe und E. Alberti l. c.

spule. Die Kurven sind spiegelbildlich ähnlich, das Resonanzmaximum ist jedoch etwas verschieden.

Bei den bisherigen Kurven war für die Resonanzlage das Verhältnis des Nullstromes zum Resonanzstrom $J_3'/J_3'' = \frac{1}{5}$ angesetzt, die Ausschläge am Instrument standen also im Verhältnis $\frac{1}{25}$. Ändern



Änderung der Resonanzkurven mit der Größe des Nullausschlages.
Kurve 3: Nullausschlag $(J_3')^2 = 1$ Kurve 5: Nullausschlag $(J_3')^2 = 4$.

Fig. 3.

wir dieses, z. B. auf $(J_3'/J_3'')^2 = \frac{4}{25}$, so erhalten wir Kurven wie in Fig. 3. Je mehr sich das Verhältnis dem Werte 1 nähert, um so ausgeprägter wird das Minimum, es kann sogar größer werden als das Maximum. (Eine derartige Kurve ist in der Figur nicht gezeichnet.)

Eine Änderung des Winkels χ (von 90^0 auf etwa 50^0) macht nur sehr wenig auf den Charakter der Kurven aus. Der Einfluß dieses Winkels ist deshalb in Kurven nicht näher veranschaulicht.

Vergleicht man die unter den oben erwähnten Annahmen berechneten Kurven mit den an anderer Stelle mitgeteilten experimentell festgestellten Kurven, so wird man finden, daß sie gut miteinander übereinstimmen, der Charakter der Kurven ist in beiden Fällen derselbe. Mehr kann man kaum erwarten, besonders wenn man berücksichtigt, daß die mit einem Detektor aufgenommenen Kurven nicht streng proportional dem Stromeffekt sind.

Über den gegenseitigen Induktionskoeffizienten häufig vorkommender Leiterformen. I.

Von **A. Esau.**

(Mitteilungen aus dem Laboratorium der Ges. f. drahtl. Telegr. Berlin.)

Die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten von Leitern nach bekannten Formeln erweist sich in den meisten Fällen als zu umständlich und zeitraubend. Der Grund hierfür liegt in der wenig einfachen und zweckmäßigen Form jener Ausdrücke.

Es soll daher im folgenden für die praktisch am häufigsten vorkommenden Leiterformen eine Vereinfachung der teilweise schon bekannten Formeln vorgenommen werden, die die Ermittlung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten unter Zuhilfenahme von ein für allemal berechneten Tabellen und Kurven auf sehr einfache Weise ermöglichen wird.

Im ersten Teil der vorliegenden Untersuchung sollen die einfachsten Leitersysteme (Kreise, Quadrate usw.) behandelt werden, während die folgenden sich mit den zusammengesetzten Leitern, d. h. Spulen, mit ein oder mehreren Wickelungslagen befassen werden.

1. Zwei parallele Drähte von der Länge l im Abstand d voneinander.

Der allgemeine Ausdruck für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten M zweier im Abstande d voneinander befindlichen Drähte der Länge l lautet

$$M = 2\left\{l \ln \frac{l + \sqrt{l^2 + d^2}}{d} - \sqrt{l^2 + d^2} + d\right\}$$

Setzt man $\frac{d}{l} = c$, so geht dieser Ausdruck nach einigen Umformungen über in den folgenden

$$M = 2l\left\{\ln\frac{1+\sqrt{1+c^2}}{c} - \sqrt{1+c^2} + c\right\}$$

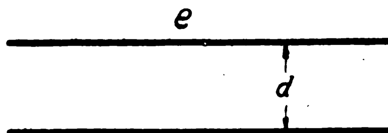


Fig. 1.

a) $c \leqq \frac{3}{4}$.

Für kleine Werte des c kann man die Wurzeln und Logarithmen nach Potenzen von c entwickeln und die obige Formel schreiben in der Form

$$M = l \cdot S$$

wo

$$S = 2\left\{\ln\frac{1}{c} - 0{,}307 + c - \frac{1}{4}c^2 + \frac{1}{32}c^4 - \frac{1}{96}c^6 + \ldots\right\}$$

gesetzt worden ist.

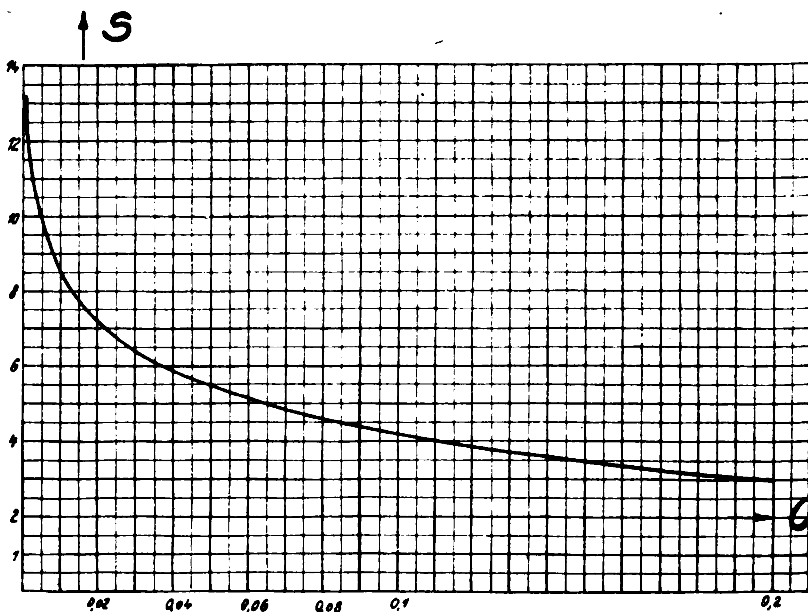


Fig. 2.

Die folgende Tabelle enthält für eine Reihe von c Werten die berechneten Werte der Größe S

$$S = f(c)$$

c	S	c	S
0,001	13,20	0,05	5,476
0,002	11,82	0,1	4,186
0,004	10,44	0,2	2,986
0,010	8,616	0,4	1,940
0,02	7,250	0,6	1,436
0 03	6,458	0,8	1,132
0,04	5,904		

Aus der Kurve läßt sich leicht für jedes beliebige c der zugehörige S-Wert ermitteln.

b) $c > \frac{3}{4}$.

Für größere Werte des c schreiben wir die allgemeine Formel in der Form

$$M = l\,S$$

setzen also

$$S = 2\left\{\ln \frac{1 + \sqrt{1 + c^2}}{c} - \sqrt{1 + c^2} + c\right\}$$

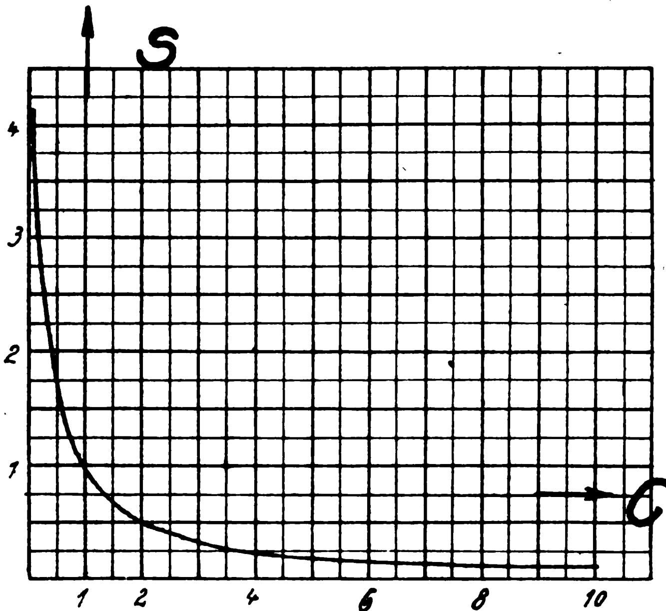


Fig. 8.

Tabelle für $S = f(c)$ (s. Kurve).

c	S	c	S
0,8	1,132	10,0	0,100
1,0	0,934	20,0	0,050
2,0	0,490	30,0	0,034
3,0	0,330	40,0	0,024
4,0	0,250	50,0	0,020
5,0	0,200	100,0	0,010

2. Zwei Kreise vom Durchmesser $2r$ in parallelen Ebenen vom Abstand d.

a) $c \leqq 0,5$.

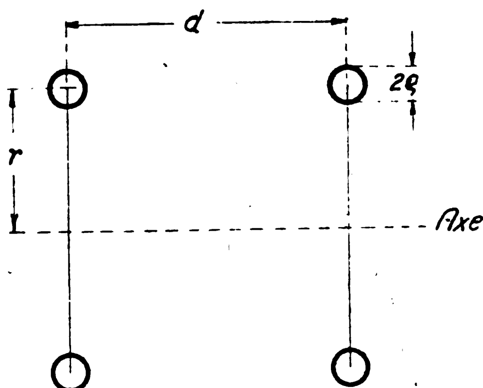


Fig. 4.

Die Formel von Maxwell-Coffin[1]) schreiben wir in der Form

$$M = 2r \cdot S$$

und setzen

$$S = 2\pi \left\{ \begin{array}{l} \ln \frac{4}{c} \left(1 + \frac{3}{4}c^2 - \frac{15}{64}c^4 + \frac{35}{256}c^6 - \frac{1575}{16384}c^8 + \dots \right) \\ - \left(2 + \frac{1}{4}c^2 - \frac{31}{128}c^4 + \frac{247}{1836}c^6 - \frac{7795}{65536}c^8 + \dots \right) \end{array} \right\}$$

c bedeutet hier den Ausdruck $\frac{d}{2r}$.

1) Maxwell-Coffin, Bull. of the Bureau of Standards 8, 1, S. 14.

$$S = f(c).$$

c	S	c	S
0,001	39,55	0,1	10,77
0,002	35,19	0,2	6,75
0,004	30,84	0,3	4,67
0,01	25,08	0,4	3,32
0,02	20,72	0,5	2,47
0,05	14,97		

Die folgende Kurve stellt den Verlauf der Funktion $f(c)$ dar.

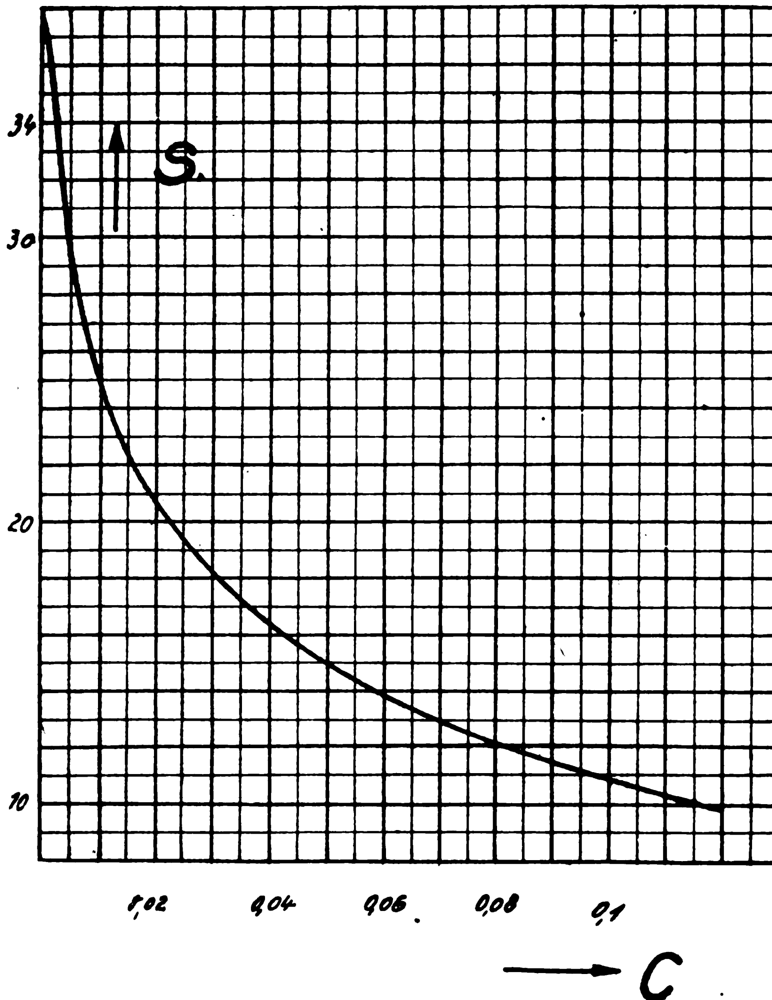


Fig. 5.

b) $c > 0{,}5$.

Wird $c > 0{,}5$, so empfiehlt es sich die Formel von **Nagaoka**[1]) an Stelle der **Maxwell-Coffinschen** anzuwenden, die wir schreiben wollen in der Form

$$M = 2 r S$$

wo

$$S = 8 \pi^2 q^{3/2} = f(r)$$

$$q = \frac{l}{2} + 2 \left(\frac{l}{2}\right)^5 + \dots$$

$$l = \frac{1 - \sqrt{k}}{1 + \sqrt{k}}$$

und

$$k = \frac{c}{\sqrt{1 + c^2}}$$

gesetzt sind.

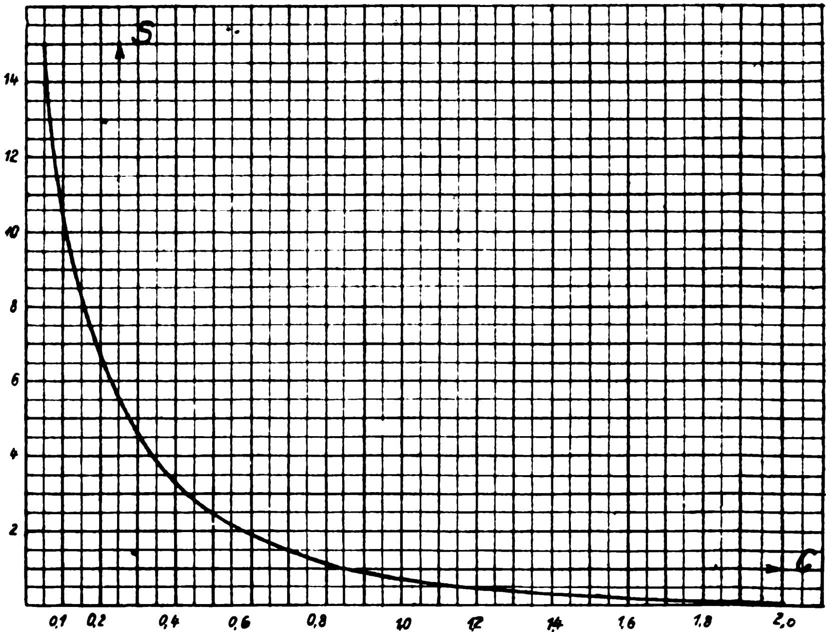


Fig. 6.

---

1) **Nagaoka**, Phil. Mag. 6, 1903, S. 19.

Die für eine Reihe von c Werten berechneten Größen S sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

$$S = f(c)$$

c	S	c	S
1,0	0,709	5,0	0,0096
2,0	0,130	10,0	0,0013
3,0	0,0422	20,0	0,0003
4,0	0,0184		

Der Koppelungskoeffizient K.

Der Koppelungskoeffizient K zweier Schwingungskreise, deren Selbstinduktionskoeffizienten beide gleich L und deren gegenseitiger Induktionskoeffizient M ist, ist bekanntlich gegeben durch den Ausdruck

$$K = \frac{M}{L}$$

Unter der Annahme, daß die Gesamtinduktion L in jedem der gekoppelten Systeme aus einem Drahtkreise vom Durchmesser $2r$ besteht, läßt sich die Größe der Koppelung für jede beliebige Entfernung beider auf sehr einfache Weise ermitteln.

Setzen wir

$$M = 2rS$$

und den Selbstinduktionskoeffizienten jedes der beiden Kreise

$$L = 2rS'$$

wo

$$S' = 2\pi\left(\ln\frac{r}{\varrho} + 0{,}333\right) = f\left(\frac{r}{\varrho}\right)$$

ist, so wird

$$K = \frac{S}{S'} \quad \text{bzw.} \quad K\,\% = \frac{S}{S'} \times 100$$

Die folgende Tabelle enthält für eine Reihe von Werten $\frac{r}{\varrho}$ die entsprechenden S'-Werte.

$$S' = f\left(\frac{r}{\varrho}\right)$$

$\frac{r}{\varrho}$	S'	$\frac{r}{\varrho}$	S'
10	16,56	800	44,10
20	20,92	1 000	45,50
50	26,67	2 000	49,85
100	31,03	4 000	54,20
200	35,38	6 000	56,75
400	39,74	8 000	58,56
600	42,29	10 000	59,96

Beispiel: Die Kreise haben einen Durchmesser $2r = 100$ cm, ihre Drahtstärke sei $2\varrho = 0{,}2$ cm. Es ist also $\frac{r}{\varrho} = 1000$.

Aus den obigen Tabellen für S und S' findet man die prozentuale Koppelung der beiden Kreise für die Entfernung von 1 cm zu 55 %, 10 cm zu 23,7 %, 100 cm zu 1,6 % und 1000 cm zu 0,003 %.

3. Zwei in derselben Ebene liegende Kreise mit den Radien r und $r + c$ im Abstand d.

a) $c \leqq 0{,}3$.

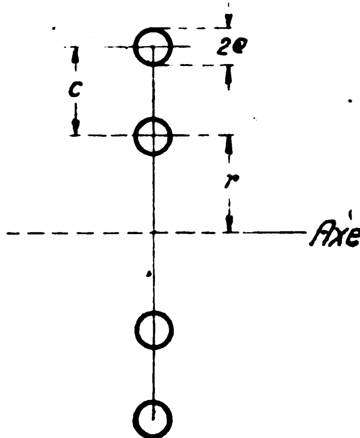


Fig. 7.

Wir wenden auch hier wiederum die Maxwellsche Formel[1]) an, die wir schreiben wie folgt:

$$M = 2r\,S$$

wo

$$S = 2\pi\left\{\begin{array}{l}\ln\frac{4}{c}\left(1 + c + \frac{1}{4}c^2 - \frac{1}{4}c^3 + \frac{17}{64}c^4 - \frac{19}{64}c^5 + \ldots\right) \\ -\left(2 + c - \frac{3}{4}c^2 + \frac{1}{6}c^3 + \frac{19}{384}c^4 - \frac{379}{1920}c^5 + \ldots\right)\end{array}\right\}$$

gesetzt worden ist.

---

1) Maxwell, Elektrizität und Magnetismus 2, § 705.

Hierin bedeutet $2r$ den Durchmesser des kleineren der beiden Kreise, d ihren Abstand und c das Verhältnis $\frac{d}{2r}$.

Tabelle für $S = f(c)$ (s. Kurve).

c	S	c	S
0,001	39,59	0,04	17,27
0,002	35,27	0,05	16,07
0,004	30,99	0,1	12,42
0,01	25,39	0,2	9,098
0,02	21,26	0,3	7,376
0,03	18,91		

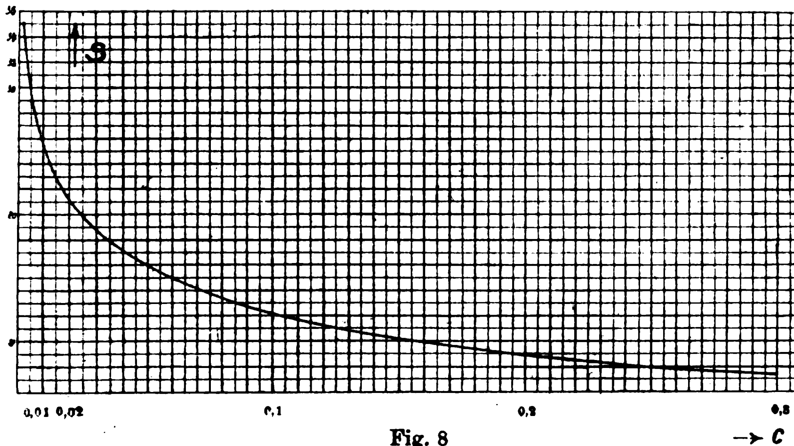


Fig. 8

b) $c > 0{,}3$.

Die schon zuvor benutzte Formel von Nagaoka nimmt für den vorliegenden Fall die Form an

$$M = 2rS$$

wo

$$S = 8\pi^2\sqrt{1+2c}\,q^{3/2}$$

$$q = \frac{l}{2} + 2\left(\frac{l}{2}\right)^5 + \dots$$

$$l = \frac{1-\sqrt{k}}{1+\sqrt{k}}$$

und

$$k = \frac{c}{1+c}$$

gesetzt worden sind.

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von berechneten S-Werten.

$$S = f(c).$$

c	S	c	S
0,4	6,34	10,0	0,470
0,5	5,49	20,0	0,241
1,0	3,43	30,0	0,161
2,0	2,00	40,0	0,122
3,0	1,42	50,0	0,0985
4,0	1,10	100,0	0,0497
5,0	0,902		

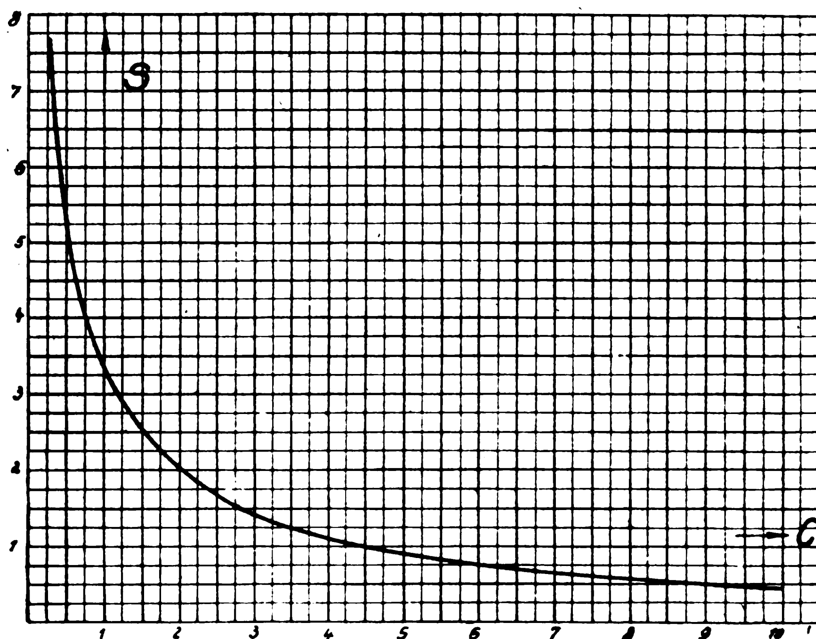


Fig. 9.

Was die Berechnung des Koppelungskoeffizienten der beiden Kreise betrifft, so läßt sie sich in entsprechender Weise durchführen wie vorhin und zwar wird hier

$$K\,{}^0/_0 = \frac{S}{\sqrt{S_1' \cdot S_2'}} \times 100$$

S_1' und S_2' sind verschieden groß, da die Kreise ungleiche Durch-

messer besitzen. Ihre Werte sind aus der vorhergehenden Tabelle für $S' = f\left(\frac{r}{\varrho}\right)$ unmittelbar zu entnehmen.

4. Zwei Kreise mit den Durchmessern $2r$ und $2r + 2c$ in parallelen Ebenen vom Abstand d.

a) $c \leqq 0{,}5$; $c' \leqq 0{,}5$.

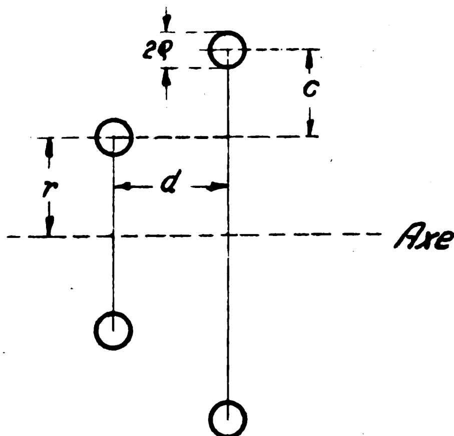


Fig. 10.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Kreise im Abstande d, deren Durchmesser $2r$ und $2r + 2c$ sind, läßt sich berechnen nach der Formel von Maxwell-Rosa, die in unseren Bezeichnungen lautet

$$M = 2r\,S$$

wo

$$S = 2\pi \left\{ \begin{aligned} &\ln \frac{4}{c\sqrt{1 + \left(\frac{c'}{c}\right)^2}} \left(1 + c' + \frac{1}{4}c'^2 - \frac{1}{4}c'^3 + \frac{17}{64}c'^4 - \dots \right. \\ &\qquad - \frac{3}{4}c'c + \frac{21}{32}c'^2c^2 - \dots \\ &\qquad \left. + \frac{3}{4}c^2 - \frac{15}{64}c^4 + \dots \right) \\ &- \left(2 + c' - \frac{3}{4}c'^2 + \frac{1}{6}c'^3 + \frac{19}{384}c' - \dots \right. \\ &\qquad - c'c + \frac{584}{384}c'^2c^2 - \dots \\ &\qquad \left. + \frac{1}{4}c^2 - \frac{93}{384}c^4 + \dots \right) \end{aligned} \right\}$$

und

$$c = \frac{d}{2r}$$

$$c' = \frac{e}{2r}$$

gesetzt worden sind.

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von S-Werten, die für einige c und c' Werte berechnet worden sind.

$$S = f(c, c')$$

$c' =$	0,02	0,05	0,1	0,5
$c =$ 0,001	21,26	16,04	12,40	5,46
0,002	21,23	16,04	12,40	5,44
0,01	20,55	15,93	12,38	5,42
0,05	14,97	13,82	11,69	5,39
0,1	10,88	10,92	10,13	5,30
0,2	6,97	7,18	7,30	4,95
0,5	2,61	2,63	2,74	2,55

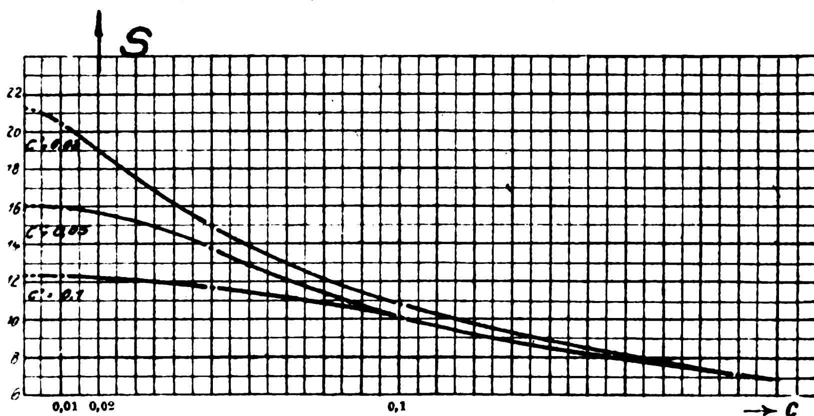


Fig. 11.

Solange c klein ist ($< 0{,}005$) weichen die Werte des M nicht merklich ab von den oben berechneten.

Vergrößert man c' unter Konstanthaltung von c, so zeigt M ein Maximum, das sich mit wachsendem c nach der Seite des größer werdenden c' verschiebt (s. Fig. 7).

$$\text{b)} \begin{array}{ll} c > 0{,}5; & c' > 0{,}5 \\ c < 0{,}5; & c > 0{,}5 \end{array}.$$

Die schon wiederholt angeführte Formel von Nagaoka nimmt hier die Form an

$$M = 2rS$$

$$S = 8\pi^2 \sqrt{1 + \left(\frac{c'}{2}\right)^2}\, q^{3/2}$$

$$q = \frac{l}{2} + 2\left(\frac{l}{2}\right)^5 + \ldots$$

$$l = \frac{1 - \sqrt{k}}{1 + \sqrt{k}}$$

und

$$k = c\,\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{c'}{c}\right)^2}}{\sqrt{(1 + c')^2 + c^2}}$$

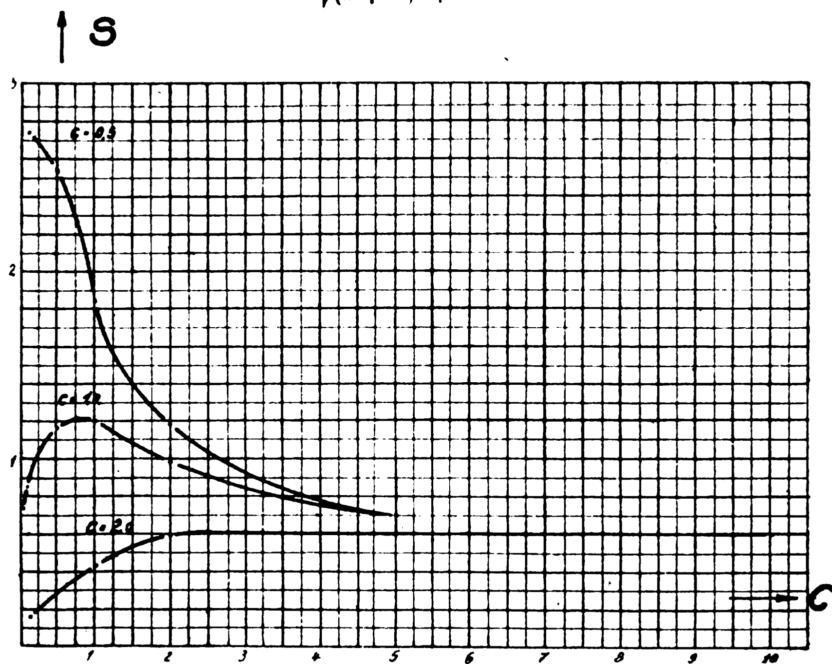


Fig. 12.

$$S = f(c', c)$$

$c' =$	0,02	0,05	0,1	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0
$c =$ 0,5	2,61	2,63	2,74	2,55	1,85	1,19	0,721	
1,0	0,740	0,780	0,850	1,180	1,200	1,000	0,698	
2,0	0,184		0,165		0,444	0,589	0,605	0,496
5,0	0,010				0,048	0,111	0,295	0,385
10,0	0,0012		0,0016		0,0069		0,0816	0,198

Das Maximum des gegenseitigen Induktionskoeffizienten hat sich, wie aus der Tabelle hervorgeht, mit größer werdendem c mehr und mehr nach zunehmenden Werten c' verschoben.

Für die Ermittlung der Koppelung gilt entsprechend das unter 2. und 3. Angeführte.

Leiter mit quadratischer Windungsfläche.

1. Zwei Quadrate gleicher Seitenlänge im Abstand d voneinander.

Für die Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier in parallelen Ebenen vom Abstand d liegenden Quadrate der Seitenlänge a gilt die Neumannsche Formel[1])

$$M = 8\left[a \ln\left(\frac{a + \sqrt{a^2 + d^2}}{a + \sqrt{2a^2 + d^2}} \cdot \frac{\sqrt{a^2 + d^2}}{d}\right)\right] + \\ + 8\left[\sqrt{2a^2 + d^2} - 2\sqrt{a^2 + d^2} + d\right]$$

Nach Einführung der Größe $c = \frac{d}{a}$ und kleinen Umformungen schreiben wir sie in der Form

$$M = 8a\left\{\ln\frac{1}{c}\,\frac{1 + c^2 + \sqrt{1 + c^2}}{1 + \sqrt{2 + c^2}} + \sqrt{2 + c^2} + 2\sqrt{1 + c^2} + c\right\}$$

a) $c < 0{,}5$.

Auch hier wollen wir die Wurzel- und logarithmischen Ausdrücke nach Potenzen von c entwickeln und schreiben

$$M = aS$$

wo

$$S = \{-\ln c - 0{,}774 + c - 0{,}043c^2 - 0{,}109c^4 + 0{,}097c^6 - \ldots\}$$

gesetzt worden ist.

Die folgende Tabelle enthält für eine Reihe von c-Werten die ihnen entsprechenden Werte S.

$S = f(c)$.

c	S	c	S
0,001	49,03	0,1	13,02
0,002	43 54	0,2	8,264
0,004	38,01	0,3	5,808
0,01	30,73	0,4	4,264
0,02	25,26	0,5	3,224
0,04	19,88		

1) Neumann, Allgemeine Gesetze der induzierten Ströme, Abh. d. Berl. Akademie.

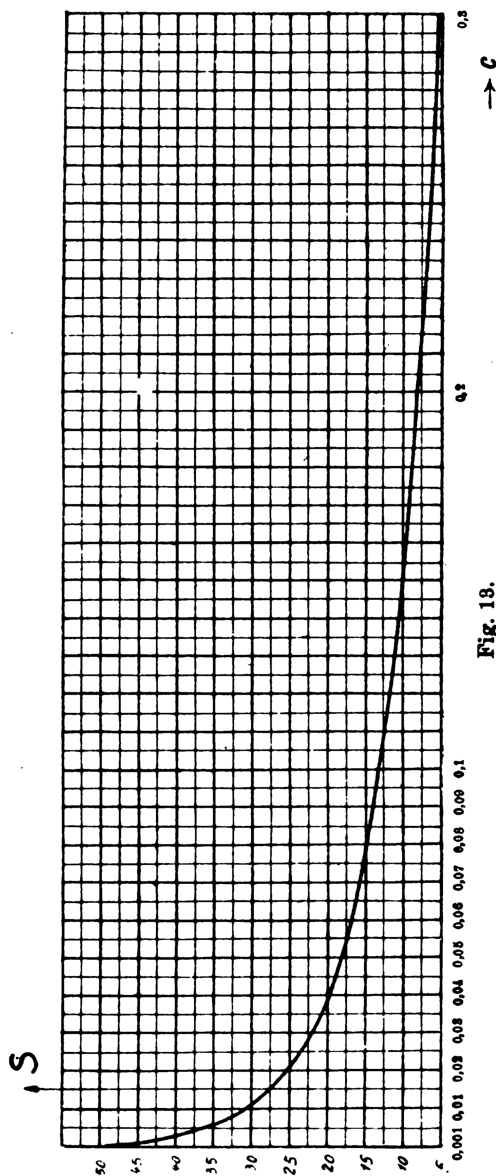

0,001 0,01 0,02 0,03 0,04 0,05 0,06 0,07 0,08 0,09 0,1
0,2
0,3
→ C
S
50 45 40 35 30 25 20 15 10 5

Fig. 13.

b) $c > 0{,}5$.

Für größere Werte des Argumentes c wird

$$M = a\,S$$

und

$$S = 8\left\{\ln\left(\frac{1 + c^2 + \sqrt{1 + c^2}}{c(1 + \sqrt{2 + c^2})}\right) + \sqrt{2 + c^2} - 2\sqrt{1 + c^2} + c\right\}$$

$$S = f(c).$$

c	S	c	S
0,5	3,213	4,0	0,0280
1,0	1,016	5,0	0,0152
1,5	0,412	10,0	0,0046
2,0	0,202	20,0	0,0005
3,0	0,0672		

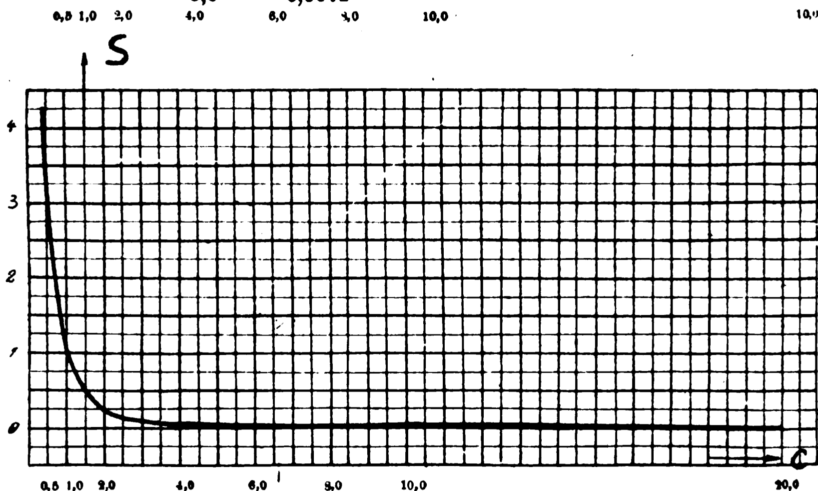


Fig. 14.

Der Koppelungskoeffizient K.

Schreibt man den Selbstinduktionskoeffizienten des Quadrates mit der Seitenlänge a und dem Drahtdurchmesser 2ϱ in der Form

$$L = a\,S'$$

wo

$$S' = 8\left\{\ln\frac{a}{\varrho} - 0{,}524 + \frac{a}{\varrho}\right\}$$

ist, so erhält man für den Koppelungsfaktor K den Ausdruck

$$K = \frac{M}{L} = \frac{S}{S'}$$

oder

$$K\,{}^0/_0 = \frac{S}{S'} \times 100$$

Tabelle für $S' = f\left(\frac{a}{\varrho}\right)$.

$\frac{a}{\varrho}$	S	$\frac{a}{\varrho}$	S
20	20,18	800	49,30
40	20,52	1000	51,08
60	27,90	2000	56,62
80	30,97	4000	62,16
100	32,73	6000	65,41
200	38,23	8000	67,70
400	43,76	10000	69,49.
600	47,00		

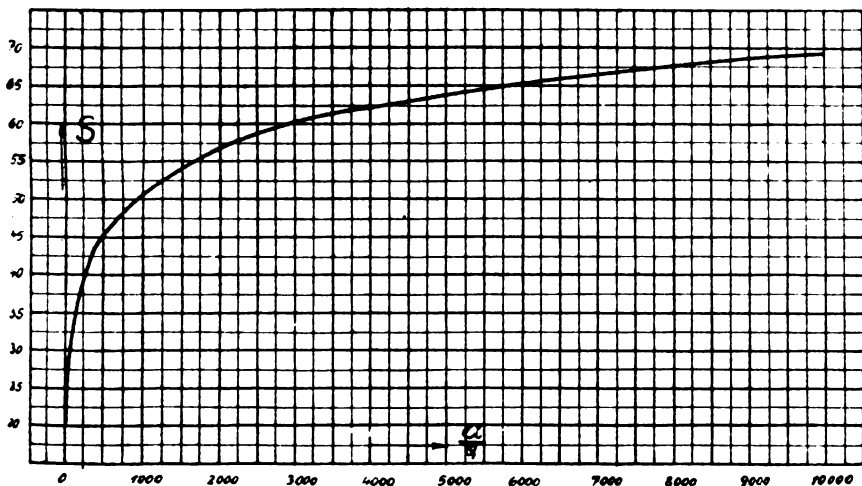


Fig. 15.

Für zwei Quadrate mit den Seitenlängen $a = 100$ cm und dem Drahtdurchmesser $2\varrho = 0{,}2$ cm ergibt sich die prozentuale Koppelung bei einem Abstand $d = 1$ cm zu 60,2 $^0/_0$, $d = 10$ cm zu 25,5 $^0/_0$, $d = 100$ cm zu 20 $^0/_0$ und $d = 1000$ cm zu 0,009 $^0/_0$.

2. Zwei in derselben Ebene liegende Quadrate mit den Seitenlängen a und $a + 2d$ im Abstand d voneinander.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier in einer Ebene liegenden Quadrate mit den Seitenlängen a und $a + 2d$ ist berechenbar nach der Formel von Martens[1]) und zwar ist

$$M = 8\left[d \ln \frac{d + \sqrt{d^2 + (a+d)^2}}{a+d} + (a+d) \ln \frac{a + d + \sqrt{d^2 + (a+d)^2}}{d} - 2\sqrt{d^2 + (a+d)^2} + (a + 2d)\{\sqrt{2} - \ln(1 + \sqrt{2})\}\right]$$

Nach Einführung der Größe $c = \frac{d}{a}$ schreiben wir sie in der Form

$$M = 8a\left\{c \ln \frac{c + \sqrt{1 + 2c + 2c^2}}{1 + c} + (1 + c) \ln \frac{1 + c + \sqrt{1 + 2c + 2c^2}}{c} - 2\sqrt{1 + 2c + 2c^2} + (1 + 2c)[\sqrt{2} - \ln(1 + \sqrt{2})]\right\}$$

a) $c < 0{,}5$.

Nach Ausführung der Reihenentwicklungen schreiben wir wie oben

$$M = a\,S$$

und

$$S = 8\left\{\ln\frac{1}{c} - 0{,}774 + c\left(\ln\frac{1}{c} + 0{,}759\right) + \frac{3}{4}c^2 - \frac{5}{12}c^3 + \frac{31}{96}c^4 - \frac{43}{160}c^5 + \frac{107}{480}c^6 - \ldots\right\}$$

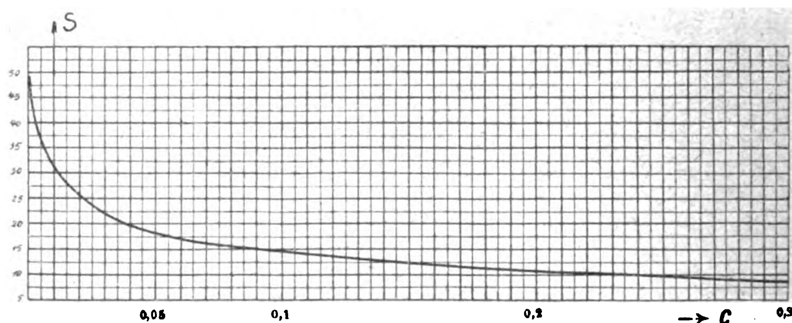


Fig 16.

1) Martens, Ann. d. Physik 29, 1909, S. 963.

$S = f(c)$.

c	S	c	S
0,001	49,14	0,1	14,74
0,002	43,63	0,2	10,70
0,004	38,18	0,3	8,616
0,01	31,08	0,4	7,304
0,02	25,86	0,5	6,400
0,04	19,81		

b) $c > 0,5$.

Hier wird

$$M = a\,S$$

und

$$S = 8\left\{ c \ln \frac{c + \sqrt{1 + 2c + 2c^2}}{1 + c} + (1 + c) \ln \frac{1 + c + \sqrt{1 + 2c + 2c^2}}{c} \right. \\ \left. - 2\sqrt{1 + 2c + 2c^2} + (1 + 2c)\{\sqrt{2} - \ln(1 + \sqrt{2})\} \right\}$$

$S = f(c)$.

c	S	c	S
0,5	6,360	4,0	1,232
1,0	3,968	5,0	1,032
2,0	2,320	10,0	0.600
3,0	1,648	20,0	0,232

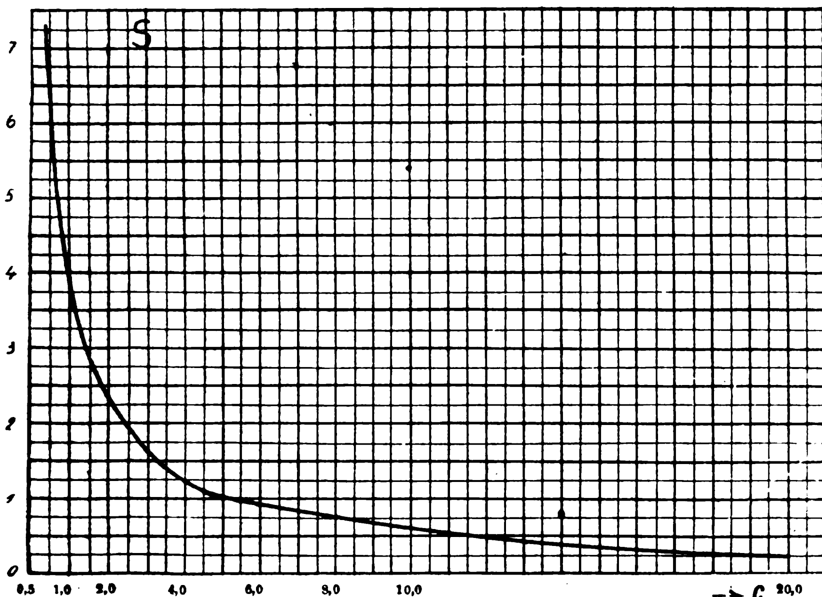


Fig. 17.

Zusammenfassung.

Für die einfachen Leiterformen (Kreise und Quadrate) werden Formeln, Tabellen und Kurven angegeben, die eine sehr einfache und schnelle Ermittlung der Größe des gegenseitigen Induktionskoeffizienten gestatten.

Referate.

W. Schottky, Über Hochvakuumverstärker. Archiv für Elektrotechnik, Bd. VIII, S. 1—31 und S. 299—328, 1919.[1])

2. Teil.

Innere Eigenschaften der Hochvakuumverstärker mit Glühkathoden.

§ 4. Allgemeines. Im 1. Teil war bereits auf eine innere Eigenschaft der Hochvakuumverstärkerröhre hingewiesen. Das Gitter ist infolge einer ihm aufgeprägten gegen die Kathode negativen Ruhespannung praktisch stromlos.

Wenn das Gitter keinen Strom absorbiert, so ist, wenigstens bei Eingitterröhren, bei bestimmter Wahl der Gitterspannung e_g und der Anodenspannung e_a der Strom, welcher zur Anode gelangt, gleich dem Strom, welcher die Gitterfläche erreicht.

Bei Mehrfachgitterröhren (§§ 6 und 7) bleibt dieser Satz ohne weiteres bestehen in Fällen, wo das Zusatzgitter zwischen Kathode und (Steuer-)Gitter angeordnet ist; ist das Zusatzgitter zwischen Steuergitter und Anode eingeführt, so wird mit einer teilweisen Absorption des durch die (Steuer-)Gitterfläche hindurchtretenden Stromes an diesem Zusatzgitter zu rechnen sein. Diese wird sich aber in der Regel durch einen einfach zu ermittelnden Koeffizienten berücksichtigen lassen, so daß also auch im allgemeineren Falle die Hauptaufgabe darin besteht, den Strom zu bestimmen, der bis zur Fläche des Steuergitters gelangt.

Diese Aufgabe läßt sich nun mit großer Annäherung durch eine noch einfachere ersetzen. In der Gitterfläche selbst sind zwar wegen der auf den Gitterstegen angesammelten (negativen) Ladungen ungleich verteilte elektrische Felder vorhanden, deren Wirkung auf den Entladungsstrom nicht ohne weiteres zu übersehen ist. In einiger Ent-

---

1) Fortsetzung des Referates: Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. 15, S. 326, 1920; vgl. die Einleitung S. 326 u. 327 ebendort.

fernung vom Gitter verschwinden jedoch die Unregelmäßigkeiten der Teilfelder und das elektrische Feld ist dasselbe, als wenn das Gitter eine geschlossene metallische Fläche von homogenem Potential wäre. Sind noch gewisse Symmetrieeigenschaften für das Gitter und die benachbarten Leiter erfüllt, was wir von jetzt an voraussetzen wollen, so ist dieses Potential nicht nur homogen, sondern konstant.

Das so definierte Potential $\bar{e}_g$ (gegen die Kathode) nennt Verfasser „Effektivpotential des Gitters"; mathematisch ist es dadurch bestimmt, daß man das in einiger Entfernung vom Gitter homogene Feld als ebensolch homogenes Feld bis zur Gitterfläche analytisch fortsetzt. Das ganze Problem läßt sich dann mit gewissen Einschränkungen so behandeln, als ob dies Effektivpotential $\bar{e}_g$ wirklich in der Gitterfläche vorhanden wäre und alle lokalen Unregelmäßigkeiten keine Rolle spielten.

Würde man also statt des Steuergitters eine ebenso geformte, aber nicht durchbrochene Metallelektrode setzen und ihr das Potential $\bar{e}_g$ gegen die Kathode geben, so würde der Strom, der zu dieser Ersatzelektrode fließt, dieselbe Größe haben, wie der Anodenstrom in der wirklichen Röhre. Annähernd wird man diesen Fall dadurch herstellen können, daß man in den zu untersuchenden Verstärkerröhren das Gitter mit den von der Kathode aus hinter ihm liegenden Elektroden zusammenschaltet und den von diesen zusammengeschalteten Elektroden abfließenden Strom i in Abhängigkeit von dem gemeinsamen Potential E mißt. Die J, E-Kurve soll im folgenden als „einfache Entladungscharakteristik" bezeichnet werden und derselbe Name soll auch auf die mit der J, E-Kurve identische, nur nicht direkt meßbare $i_a, \bar{e}_g$-Kurve angewandt werden. Den Differentialquotienten $\frac{dJ}{dE}$ oder $\frac{di_a}{d\bar{e}_g}$ wollen wir als „Entladungssteilheit" bezeichnen.

Um die Abhängigkeit des Anodenstromes von dem Gitter- und Anodenpotential einzeln zu bestimmen — wodurch auch die allein für die Verstärkerwirkung maßgebenden Größen S und s ermittelt wären — bleibt nur noch die zweite Aufgabe zu lösen: Wie hängt das Effektivpotential $\bar{e}_g$ von den Potentialunterschieden e_g zwischen Gitter und Kathode und e_a zwischen Anode und Kathode ab?

Mathematisch formuliert lautet der allgemeinste Ansatz:

$$i_a = f(\bar{e}_g) \quad (14)$$

$$\bar{e}_g = g(e_g, e_a) \quad (15)$$

Hierbei sind f und g zunächst noch beliebige Funktionen. Gleichung (15)

wäre sogar noch etwas zu verallgemeinern. Sind nämlich außer Anode, Kathode und Steuergitter noch weitere Zusatzgitter, oder, wie wir allgemein sagen wollen, Nebenelektroden *S*, *R* usw. in der Verstärkerröhre vorhanden (§§ 6 und 7), denen die Potentiale e_s, e_r usw. gegen die Kathode aufgeprägt sind, so wird $\bar{e}_g$ von diesen Potentialen ebenso abhängig sein wie von e_a und e_g. Wir hätten also allgemeiner:

$$\bar{e}_g = g(e_g, e_a, e_s, e_r \ldots) \qquad (15')$$

Ferner müßte für $\bar{e}_g$, genau genommen, zunächst auch noch eine besondere Abhängigkeit von den in der Röhre fließenden Strömen angenommen werden, indem die Ladungen auf dem Gitter und damit auch das homogene Gitterpotential durch die mit den Strömen verbundenen „Raumladungen" beeinflußt werden können. Eine zahlenmäßige Überschlagsrechnung, in Übereinstimmung mit der Erfahrung, zeigt aber, daß dieser Einfluß sich nur bei besonders starken Elektronenströmen bemerkbar zu machen pflegt. Bei Besprechung der Einzelfälle gehen wir noch auf diesen Punkt ein, wollen aber zunächst von diesem Effekt absehen.

Dann folgt aus den Gleichungen (14) und (15) für die charakteristischen Größen *S* und *s*:

$$S = \frac{\partial i_a}{\partial e_g} = \frac{d i_a}{d \bar{e}_g} \cdot \frac{\partial \bar{e}_g}{\partial e_g}$$

und (16)

$$s = \frac{\partial i_a}{\partial e_a} = \frac{d i_a}{d \bar{e}_g} \cdot \frac{\partial \bar{e}_g}{\partial e_a}$$

Hier treten auf der rechten Seite zwei Ausdrücke auf, von denen der erste gleich der „Entladungssteilheit" ist, während der andere [nach Gleichung (15')] nur von den gewählten Potentialwerten und den geometrischen Konstanten der Röhre abhängt. Bei Vernachlässigung der Raumladungen hängen die Größen $\frac{\partial \bar{e}_g}{\partial e_g}$ und $\frac{\partial \bar{e}_g}{\partial e_a}$ sogar nur von den geometrischen Eigenschaften der Elektroden nicht von den gewählten Potentialwerten ab, sind also durch einmalige Rechnung oder Beobachtung für ganz beliebige Ruhepotentiale und Potentialschwankungen festzulegen.

Das Potential $\bar{e}_g$ ist definitionsgemäß bestimmt durch das homogene Potential $\bar{e}_g'$ in einiger Entfernung vom Gitter und durch das in dieser Entfernung vorhandene elektrische Feld.

Nun beweist die Potentialtheorie der elektrischen Leiter ganz

allgemein den Satz, daß sich das Potential und das Feld jedes Punktes in einem Raum, der raumladungsfrei ist und beliebig viele metallische Leiter von beliebigen (längs jedes Leiters konstanten) Potentialen enthält, durch die Potentialunterschiede der Einzelleiter gegeneinander linear ausdrücken läßt. In Anwendung auf die Elektroden der Verstärkerröhre wird also auch das durch Potential und Feldwerte bestimmte Effektivpotential $\bar{e}_g$ linear von den Potentialunterschieden e_g, e_a, e_s und e_r usw. abhängen. Wir können also setzen:

$$\bar{e}_g = \lambda e_g + \mu e_a + \nu e_s + \nu' e_r \tag{17}$$

wobei die λ, μ, ν und ν' Koeffizienten sind, die nur von den geometrischen Eigenschaften der Elektroden abhängen.

Diese Koeffizienten λ, μ, ν, ν' sind nicht mehr von den Potentialwerten, sondern nur noch von den Dimensionen der Elektroden abhängig.

Schottky bezeichnet den Koeffizienten λ, der die partielle Abhängigkeit $\frac{\partial \bar{e}_g}{\partial e_g}$ des effektiven Gitterpotentials vom wahren Gitterpotential angibt, als „Steuerschärfe". Bei einem sehr engmaschigen oder weit von den anderen Elektroden entfernten Gitter wird das Effektivpotential dem Gitterpotential nahezu gleich, d. h. die Steuerschärfe λ nahezu $= 1$ sein. In allen anderen Fällen ist λ kleiner als 1, kann aber nie negativ werden, da bei konstantem Potential der übrigen Elektroden der Sinn der Änderung des Effektivpotentials immer derselbe sein muß wie der des wahren Gitterpotentials.

Der Koeffizient μ mißt den Einfluß des Anodenpotentials auf das effektive Gitterpotential; $\mu = \frac{\partial \bar{e}_g}{\partial e_a}$. Verfasser bezeichnet μ mit „Anodeneinfluß" (auf das Effektivpotential des Steuergitters). Das Vorzeichen der Abänderung $\bar{e}_g$ durch das Anodenpotential wird immer in derselben Richtung liegen wie das Vorzeichen der Änderung des Anodenpotentials selbst, d. h. der „Anodeneinfluß" μ ist immer positiv. Bei engem Steuergitter, weiter Anodenentfernung oder sonstigem Schutz des Steuergitters gegen das Anodenfeld (§ 6) wird der Anodeneinfluß μ klein gegen 1 sein; größer als 1 kann er nie werden.

Endlich bezeichnet Verfasser die Koeffizienten $\nu, \nu' \ldots$ entsprechend als „Einfluß einer bzw. der Nebenelektrode". Für den Wert dieser Koeffizienten gilt dasselbe wie für μ.

Die Koeffizienten λ, μ, ν, ν' sind nicht unabhängig voneinander. Werden die Potentiale e_g, e_a, e_s, e_r gleichzeitig um den Betrag ξ ver-

größert, so muß sich $\bar{e}_g$ um denselben Betrag vergrößern, da dann einfach das Potential der ganzen Anordnung gegen den äußeren Raum um einen bestimmten Betrag steigt. Es muß also sein:

$$\xi = \lambda \xi + \mu \xi + \nu \xi + \nu' \xi + \ldots$$
$$1 = \lambda + \mu + \nu + \nu' + \ldots$$
$$\lambda = 1 - \mu - \nu - \nu' - \ldots$$

Die letzte Gleichung bestätigt wegen μ, ν, ν' usw. > 0 den bereits erwähnten Satz, daß die Steuerschärfe λ nie größer als 1 werden kann.

Was folgt nun aus der Form (17) der Gleichung (15) für die Form der charakteristischen Stromspannungskurven i_a, e_g und i_a, e_a einer Verstärkerröhre? Wir richten unser Augenmerk zunächst auf die Differentialquotienten von i_a nach e_g und e_a und finden wegen Gleichung (17):

$$\frac{\partial i_a}{\partial e_g} = S = \lambda \frac{d\, i_a}{d\, \bar{e}_g}$$
$$\frac{\partial i_a}{\partial e_a} = s = \mu \frac{d\, i_a}{d\, \bar{e}_g} \qquad (16')$$

„Die Gitterabhängigkeit S des Anodenstromes ist gleich der mit der Steuerschärfe λ multiplizierten Entladungssteilheit $\frac{d\, i_a}{d\, \bar{e}_g}$."

„Die Anodenabhängigkeit s des Anodenstromes ist entsprechend gleich der mit dem Anodeneinfluß μ multiplizierten Entladungssteilheit."

Hierin ist schon eine Aussage über die Ähnlichkeit aller i_a, e_g-Kurven bei beliebigen e_a (e_s, e_r usw.) Werten und aller i_a, e_a-Kurven bei beliebigen e_g (e_s, e_r usw.)-Werten mit der i_a, $\bar{e}_g$-Kurve, und demnach auch unter sich enthalten. Das genauere Bild erhalten wir, wenn wir die vollständige lineare Transformation betrachten, die notwendig ist, um die $i_a\, \bar{e}_g$-Kurve in eine $i_a\, e_g$- oder $i_a\, e_a$-Kurve überzuführen. Sind für eine $i_a\, e_g$-Kurve die Werte der übrigen Potentiale e_a, e_s fest gegeben $= E_a$, E_s usw., so ist der zu einem Wert e_g gehörige $\bar{e}_g$-Wert nach Gleichung (17) bestimmt durch

$$\bar{e}_g = \lambda\, e_g + (\mu\, E_a + \nu\, E_s \ldots)$$
$$e_g = \frac{\bar{e}_g - (\mu\, E_a + \nu\, E_s + \ldots)}{\lambda}$$

Denken wir uns nun in einem Koordinatenfeld den Wert von $\bar{e}_g$ als Abszisse, in einem anderen den Wert von e_g als Abszisse und in beiden

Fällen den Wert von i_a als Ordinate aufgetragen (Fig. 4a und b), so wird die zweite (i_a, e_g) Kurve aus der ersten (i_a, $\bar{e}_g$) zu erhalten sein, indem man zunächst den Anfangspunkt auf der Abszissenachse um den Betrag $\mu E_a + \nu E_s + \ldots$ nach rechts verschiebt und dann alle Abszissen im Verhältnis $\frac{1}{\lambda}$ verlängert ($\lambda < 1$!). Ist, wie es in Wirklichkeit der Fall sein muß, $\mu E_a + \nu E_s + \ldots$ positiv, so entspricht

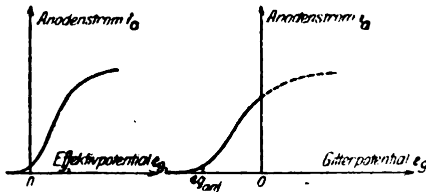


Fig. 4a u. b.

dem Werte $\bar{e}_g = 0$, der ungefähr (nicht genau!) den Anfang der i_a, $\bar{e}_g$-Kurve bezeichnet, der Punkt

$$e_{g_{\text{anf}}} = - \frac{\mu E_a + \nu E_s + \ldots}{\lambda}$$

Von diesem negativen Wert bis zum Punkte $e_g \sim 0$ (genauer $e_g =$ etwa $- 1$ Volt) verläuft dann die i_a, e_g-Kurve in der beschriebenen ähnlichen Weise. Für $e_g > 1$ Volt verliert diese Betrachtung allerdings ihre Gültigkeit, da dann der Gitterstrom einsetzt, der die Zurückführung des i_a-Stromverlaufes auf die „reine Entladungscharakteristik“ unmöglich macht. Das positive e_g-Gebiet interessiert uns aber auch bei den Betrachtungen dieser Abhandlung nicht.

Werden die Werte E_a in den i_a, e_g-Kurven von einer Kurve zur anderen immer um gleiche Beträge, z. B. 10 Volt variiert, so ändert sich nichts als die Lage der i_a, e_g-Kurven; die Kurve mit höherem e_a-Wert, E_{a_n}, ist gegen die Kurve mit $e_a = E_{a_{n-1}}$ um den Betrag

$$\frac{\mu (E_{a_n} - E_{a_{n-1}})}{\lambda}$$

nach rechts verschoben.

Für die i_a, e_a-Kurve gilt nach Gleichung (17) die Abszissentransformation:

$$e_a = \frac{\bar{e}_g - (\lambda E_g + \nu E_\varepsilon + \ldots)}{\mu}$$

Hier kann der Wert $\lambda E_g + \nu E_s + \ldots$ entweder positiv oder negativ sein, je nachdem das Glied $\nu E_s + \ldots$, das positiv zu sein pflegt, das wegen $E_g < 0$ stets negative Glied λE_g überwiegt oder nicht.[1]) In Fig. 4c ist angenommen, daß $\lambda E_g + \nu E_s \ldots$ negativ ist; es ist dann die i_a, e_g-Kurve in die i_a, e_a-Kurve überzuführen, indem eine Ab-

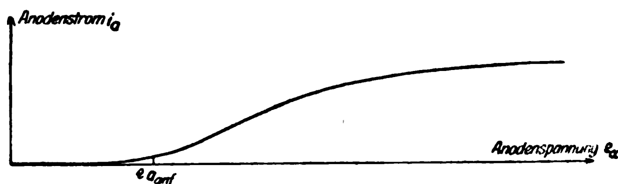


Fig. 4c.

szissenverschiebung nach rechts und eine Abszissendehnung im Betrage $\frac{1}{\mu}$ (μ in der Regel $\ll 1$!) vorgenommen wird. Dem Wert $e_g = 0$ entspricht der Wert

$$e_{a_{\text{anf}}} = -\frac{\lambda E_g + \nu E_s + \ldots}{\mu}$$

Bezüglich der gegenseitigen Lage der i_a, e_a-Kurven für verschiedene e_g-Werte gilt etwas Entsprechendes wie für die i_a, e_g-Kurven.

Eine für die Verstärkertheorie (vgl. § 2) sehr wichtige Größe ist das „Empfindlichkeitsverhältnis" $\frac{S}{s}$. Dies Verhältnis läßt sich für ein Wertepaar E_g, E_a durch Messung der Steigung der i_a, e_g-Kurve und i_a, e_a-Kurve ermitteln; es ergibt sich nun, daß der so ermittelte Wert von $\frac{S}{s}$ dann für ganz beliebige Punkte E_g, E_a aller Kurvenscharen gilt. Dividiert man nämlich die beiden Gleichungen (16') durcheinander, so erhält man

$$\frac{S}{s} = \frac{\lambda}{\mu} \tag{18}$$

in Worten: „Das Verhältnis der Gitterabhängigkeit des Anodenstromes zur Anodenabhängigkeit des Anodenstromes ist

1) Falls der Ausdruck $\lambda E_g + \nu E_s + \ldots$ positiv, also der Wert $e_{a_{\text{anf}}}$ negativ ist, gelten die hier behandelten Ähnlichkeitssätze nur für den positiven Teil der i_a, e_a-Kurve. Für $e_a < 0$ ist nämlich die Voraussetzung aller hier angestellten Überlegungen nicht mehr erfüllt, daß alle bis zum Gitter gelangten Elektronen auf der Anode niedergeschlagen werden.

gleich dem Verhältnis der „Steuerschärfe“ zum „Anodeneinfluß“, also, wie diese beiden Größen selbst, unabhängig von den Potentialwerten und von der Form der Entladungscharakteristik, vielmehr allein durch die Dimensionen der Elektroden bestimmt.“ (NB. immer unter Vernachlässigung der Raumladungswirkung auf das Effektivpotential.)

Für dieses nur von den Elektrodendimensionen abhängige Verhältnis $\frac{\lambda}{\mu}$ führt Verfasser eine neue Bezeichnung ein. Von der Tatsache ausgehend, daß der Koeffizient λ den — für die Verstärkung günstigen — Einfluß des Gitterpotentials auf die Effektivspannung e_g mißt, während μ den — ungünstigen — Einfluß der Schwankungen des Anodenpotentials auf das Effektivpotential bestimmt; in der Erwägung ferner, daß dies Verhältnis desto günstiger ist, je besser das Gitter gegen das Feld der Anode geschützt ist, bezeichnet Verfasser den Quotienten $\frac{\lambda}{\mu}$ als „Schutzwirkung“ und wählt dafür den Buchstaben k.

Es folgt somit:

„Das Empfindlichkeitsverhältnis $\frac{S}{s}$ in Verstärkerröhren ist konstant und gleich der Schutzwirkung k.“

Außer der Messung zweier zusammengehöriger S- und s-Werte gibt es noch eine andere bequeme Methode zur Messung von k (F. Hausser). Wird von einem Punkt (E_g, E_a) aus e_g und e_a gleichzeitig so variiert, daß der Anodenstrom i_a ungeändert bleibt, so ist nach Gleichung (1)

$$S \Delta e_g + s \Delta e_a = 0$$

also

$$k = \frac{S}{s} = - \frac{\Delta e_a}{\Delta e_g}$$

Die Steigung der e_a, e_g-Kurve für $i_a = \text{const}$ gibt also die Schutzwirkung an; wegen deren Konstanz müssen die e_a, e_g-Kurven für $i_a = \text{const}$ gerade Linien sein. Dieser Satz wird mit guter Annäherung durch die Messung bestätigt, natürlich nur im Gebiet $e_g < 0$.

Aus der Konstanz des Empfindlichkeitsverhältnisses $\frac{S}{s}$ ergeben sich noch mit Rücksicht auf die Resultate der §§ 1 und 2 folgende Sätze:

1. „Die EMK. im Anodenkreise einer Hochvakuum-Ver-

stärkerröhre ist gleich der mit der Schutzwirkung multiplizierten Klemmspannung Δe_g am Gitter, also von der Stromspannungscharakteristik der Röhre völlig unabhängig.“

Dieser Satz findet eine besondere Anwendung bei unendlich großem (Wechselstrom-)Widerstand im Anodenkreis. Arbeitet nämlich die Verstärkerröhre mit einem unendlich großen Wechselstromwiderstand im Anodenkreise („Leerlauf“), so wird die EMK. im Anodenkreise gleich der Klemmspannung und der Faktor k gibt einfach das Verhältnis der primären und sekundären Spannung an wie das Verhältnis der Windungszahlen bei einem unbelasteten Transformator.

2. „Die Röhrenverstärkung α_R einer Hochvakuumröhre ist proportional der Wurzel des Produktes aus der Gitterempfindlichkeit des Anodenstromes S und der Schutzwirkung k.“

Mit dem Faktor $F_0 = 10^3\,(\mathrm{Ohm})^{1/2}$ wird also

$$\alpha_R = \sqrt{10^6\, S k} \tag{19}$$

Wird S nach Gleichung (16′) durch $\lambda \frac{d i_a}{d \bar{e}_g}$ ersetzt, so folgt:

$$\alpha_R = \sqrt{\lambda \cdot 10^6 \frac{d i_a}{d \bar{e}_g} \cdot k} \tag{19'}$$

in Worten:

3. „Die Röhrenverstärkung α_R einer Hochvakuumröhre ist proportional der Wurzel aus: Steuerschärfe $\times$ Entladungssteilheit (in Mikroampere gemessen) $\times$ Schutzwirkung.“

Besonders dieser letzte Satz ist für die Konstruktion von Verstärkerröhren von grundlegender Bedeutung. Daß es notwendig ist, die Steuerschärfe möglichst groß, d. h. nicht allzuviel kleiner als 1 zu machen, ist zwar eine sehr naheliegende Regel. Interessant ist aber, daß im übrigen die Steilheit der Entladungscharakteristik (die wieder von dem Ruhewert des Effektivpotentials $\bar{e}_g$ abhängt) und die Größe der Schutzwirkung k in genau der gleichen Weise in die Verstärkungsformel eingehen. Man sieht hier besonders deutlich, wie sich zwei verschiedene Wege öffnen, um zu einer hochwertigen Verstärkerröhre zu gelangen. Der erste Weg ist der, die Entladungssteilheit $\frac{d i_a}{d \bar{e}_g}$ möglichst groß zu machen. Es handelt sich dann darum, Anordnungen zu ersinnen und Ruhepotentiale zu wählen, bei denen der von der Kathode ausgehende Strom möglichst starken Anstieg zeigt,

wenn in der Gitterfläche das Effektivpotential um einen kleinen Betrag erhöht wird. Mit anderen Worten, es handelt sich hier um möglichst günstige Beeinflussung der „reinen Entladungscharakteristik“, die von den Raumladungen resp. deren Kompensation, von der Zahl und den Anfangsgeschwindigkeiten der aus der Glühkathode austretenden Elektronen, von deren Bahnen usw. abhängig ist. Der zweite Weg ist der, die Schutzwirkung k möglichst groß zu machen. Da sich dies durch die Wahl der Elektroden-Dimensionen erreichen läßt, scheint dieser Weg der bei weitem bequemere; eine Verbesserung der Röhre, die man sozusagen umsonst hat, während die Erhöhung von $\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g}$, wie man sich von vornherein sagen kann, durch die absolute Größe des von der Kathode ausgehenden Elektronenstromes begrenzt ist, und demnach gewisse Anforderungen an die Temperatur und Heizenergie des Kathodenfadens, an seine Emissionsfähigkeit usw. stellt.

Allerdings ist nicht von vornherein gesagt, daß Entladungssteilheit und Schutzwirkung ganz unabhängig voneinander willkürlich beeinflußt werden können, und wenn wir im folgenden zunächst die Verhältnisse in Röhren mit nur einem Hilfsgitter untersuchen, so wird sich zeigen, daß hier wegen der Forderung, daß die Gitterspannung immer negativ sein soll, die Entladungssteilheit durch das Effektivpotential $\bar{e}_g$ mit der Schutzwirkung k in einer eigentümlichen Weise verknüpft ist, die der Leistungsfähigkeit derartiger Röhren gewisse Grenzen setzt.

§ 5. Eingitterröhren. a) Die einfache Entladungscharakteristik. Sie ist nach § 4 S. 277 identisch mit der Stromspannungskurve zwischen der Glühkathode und einer leitenden Fläche, die an Stelle der Gitterfläche liegt, ebenso begrenzt und geformt, aber nicht durchbrochen ist.

Durch die Untersuchungen von I. Langmuir und W. Schottky aus den Jahren 1913 und 1914[1]) weiß man, daß für Hochvakuumröhren mit einer Elektronen aussendenden Kathode (z. B. Glühkathode), solange man nicht im Gebiete des Sättigungsstromes ist, der übergehende Strom von der Temperatur, der Zahl der emittierten Elektronen (dem Sättigungsstrom) und den Anfangsgeschwindigkeiten dieser Elektronen fast ganz unabhängig ist; maßgebend für die Größe des übergehenden Stromes ist vielmehr fast allein die Wirkung der „Raum-

1) Vgl. den „Bericht über thermische Elektronenemission“ von W. Schottky im Jahrbuch für Rad. u. Elektr. Bd. 12, 1915.

ladung“, die sich infolge der negativen Ladung der übergehenden Elektronen im Raume zwischen Kathode und dem gegenüberstehenden Leiter ausbildet. Das Auftreten dieser Raumladung bewirkt, daß zwischen Strom J und Spannung E die Beziehung besteht:

$$J = C E^{3/2}$$

wobei C einen Faktor bedeutet, der außer von universellen Konstanten nur von den geometrischen Abmessungen von Kathode und gegenüberstehendem Leiter abhängt. Mit den Bezeichnungen, wie wir sie in § 4 eingeführt haben, gilt demnach:

$$i_a = C \cdot \bar{e}_g^{3/2} \tag{20}$$

und

$$\frac{d i_a}{d \bar{e}_g} = \frac{3}{2} C \sqrt{\bar{e}_g} \tag{21}$$

Für zylindrische Anordnung, die auch für Verstärkerröhren die wichtigste ist, läßt sich die Größe des Faktors C rechnerisch ermitteln; wird J bzw. i_a in Ampere und E bzw. $\bar{e}_g$ in Volt gerechnet, so wird:

$$C_{\text{Zyl}} = 1{,}465 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{l}{R} \tag{22}$$

wobei l die Länge des Glühfadens und Zylinders, R den Radius des Zylinders bedeutet.

Wenn auch nun die Gleichungen (20) bis (22) aus vielerlei Gründen kleinere und größere Abwandlungen erfahren — der Hauptgrund ist der, daß der Glühfaden keine Fläche konstanten Potentials ist, sondern wegen des durchfließenden Heizstromes einen Spannungsabfall aufweist —, so zeigen diese Gleichungen doch deutlich, mit welchen Mitteln man einen möglichst großen Wert von $\frac{d i_a}{d \bar{e}_g}$ erreichen kann. Diese Mittel sind:

1. Es ist $\bar{e}_g$ möglicht groß zu machen, sagen wir $= \bar{e}_{g_m}$. Da jedoch Gleichung (20) nicht mehr gilt, sobald der zu $\bar{e}_{g_m}$ gehörige i_a-Wert in die Nähe des Sättigungsstromes kommt, so ist gleichzeitig dafür zu sorgen, daß der Sättigungsstrom I_s größer ist als $C \bar{e}_{g_m}^{3/2}$. Also:

2. möglichst großer Sättigungsstrom.

3. Wegen Gleichung (22) ist l, die Länge des Kathodenfadens, möglichst groß zu machen und das Gitter entsprechend lang.

4. R, der Radius des Zylindergitters, ist so klein als möglich zu wählen. Diese Angabe läßt sich dahin verallgemeinern, daß überhaupt bei beliebig gestaltetem Gitter die Entfernung zwischen Glüh-

faden und dem Gitter möglichst klein sein soll. Daß von diesen Gesichtspunkten aus die zylindrische Form bereits ein Optimum unter allen möglichen Formen darstellt, falls es sich um einen gestreckten Glühfaden handelt, leuchtet ohne weiteres ein.

b) Der Durchgriff. Damit der Gitterstrom verschwindend klein ist, war es nötig, daß das Potential des Gitters gegen die Kathode negativ ist. Das Effektivpotential des Gitters muß andererseits positiv sein, damit überhaupt ein Strom von der Kathode ausgeht. Das positive Effektivpotential wird also nur dadurch zu erzielen sein, daß die Anode ein so hohes Potential besitzt, daß ihr Feld durch das Gitter hindurchgreift und die abstoßende Wirkung der Gitterstege im Raume zwischen Gitter und Kathode überkompensiert. Der Potentialverlauf zwischen Kathode und Gitter wird also (abgesehen von der Raumladung) folgender sein: Zunächst ein gleichmäßiger Anstieg des Potentials vom Faden aus nach allen Seiten bis zu einer Entfernung vom Gitter, die von der Größenordnung der Gitteröffnung ist. Von da an dann bis zu den Öffnungen des Gitters ein weiterer starker Anstieg, hervorgerufen durch das Anodenfeld; zu den Stegen des Gitters jedoch einen Abfall des Potentials, da ja unmittelbar am Gitterkörper selbst das Potential niedriger ist, als an der Kathode. Hierbei ist noch stillschweigend die Voraussetzung gemacht, daß der Abstand zwischen Gitter und Kathode größer ist, als die Abmessungen der Gitteröffnungen, so daß sich die Unregelmäßigkeit des Gitterfeldes nicht unmittelbar an der Kathode selbst geltend macht. Diese Bedingung ist bei den Verstärkerröhren meist genügend genau erfüllt.

In seinen weiteren Ausführungen zeigt Schottky, daß bei Eingitterröhren für die Berechnung des Effektivpotentials die Raumladung, sowie das Feld der Kathode in erster Näherung vernachlässigt werden kann, also nur das Gitterpotential und das Anodenpotential berücksichtigt zu werden brauchen. Unter der Annahme dieses homogenen Effektivpotentials läßt sich der Anodenstrom aus der Raumladungstheorie bestimmen.

Die Berechnung des Effektivpotentials wird in folgender Weise durchgeführt:

Gegeben eine nicht durchbrochene leitende Fläche (Anode) mit dem Potential e_a und ein ihr gegenüberstehendes Gitter mit dem Potential e_g. Für ein Gitter (Fig. 5), das aus gleichen parallelen und in einer Ebene liegenden Drähten besteht, deren Radius c klein ist gegen die Maschenweite d und das von der Anode einen konstanten Abstand h

besitzt, der groß gegen d ist, ist diese Aufgabe schon von **Maxwell**[1]) gelöst worden, allerdings ohne daß der Begriff des Effektivpotentials benutzt wird. Ist $\mathfrak{E}$ die (homogene) Feldstärke in größerer Entfernung vom Gitter, so ist bei ebener Anordnung das Effektivpotential $\bar{e}_g$ offenbar definiert durch:

$$\mathfrak{E} = \frac{e_a - \bar{e}_g}{h}$$

$\mathfrak{E}$ läßt sich durch das Potential des Gitters und der dazu parallelen ebenen Fläche (Anode) ausdrücken; man erhält also schließlich

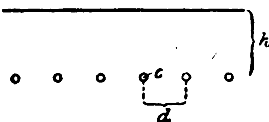


Fig. 5.

$\bar{e}_g$ durch e_g und e_a und die geometrischen Abmessungen des Systems ausgedrückt.

In ihrer übersichtlichen Form lautet diese Gleichung folgendermaßen:

$$\bar{e}_g - e_g = \frac{d}{2\pi h} \cdot \ln \frac{1}{2 \sin \frac{\pi c}{a}} \cdot (e_a - \bar{e}_g)$$

In dieser Gleichung tritt also (übrigens in Übereinstimmung mit den Überlegungen des § 4) nur eine einzige Dimensionskonstante auf, die mit D bezeichnet sei.

$$D = \frac{d}{2\pi h} \ln \frac{1}{2 \sin \frac{\pi c}{d}} = \frac{\bar{e}_g - e_g}{e_a - \bar{e}_g} \qquad (23)$$

Man erkennt leicht, daß sich auch bei anderen symmetrischen Anordnungen (Zylinder- oder Kugelflächen) das Verhältnis $\frac{\bar{e}_g - e_g}{e_a - \bar{e}_g}$ durch eine entsprechende Dimensionskonstante bestimmen läßt. Die Definition für D:

$$D = \frac{\bar{e}_g - e_g}{e_a - \bar{e}_g}, \quad \bar{e}_g - e_g = D(e_a - \bar{e}_g) \qquad (24)$$

---

1) J. **Maxwell**, Treatise 1, Art. 203 und 206.

soll also allgemein eingeführt und D als „Durchgriff" bezeichnet werden.[1])

„Der Unterschied zwischen dem Effektivpotential des Gitters $\bar{e}_g$ und dem wahren Gitterpotential e_g ist bei symmetrischen Anordnungen proportional dem Unterschied zwischen Anodenpotential und Effektivpotential $\bar{e}_g$. Der Proportionalitätsfaktor D wird als Durchgriff (der Anode durch das Gitter) bezeichnet."

Der Durchgriffsfaktor D für ebene Anordnung läßt sich noch etwas einfacher schreiben, wenn man den Sinus der nach der Voraussetzung kleinen Größe $\frac{\pi c}{d}$ durch den Winkel ersetzt. Es wird dann

$$D = \frac{d}{2\pi h} \cdot \ln \frac{d}{2\pi c} \tag{23'}$$

Mit einer derartigen Formel kommt man in der Praxis aus, solange der Umfang $2\pi c$ der Gitterdrähte mehrfach kleiner ist als der Gitterdrahtabstand d; auch läßt sich leicht übersehen, in welchem Sinne eine zylindrische Anordnung die Formel abändert, und wie sich bei netzartigen Gebilden, die aus gekreuzten Drähten bestehen, der Durchgriffsfaktor verkleinert. Sogar auf Blechelektroden, bei denen die Stege nicht rund, sondern flach sind, läßt sich die Formel anwenden; der einzusetzende Radius c ist hier von der Größenordnung der halben Stegbreite; die Stegdicke ist unterhalb eines gewissen Verhältnisses zur Stegbreite ohne Einfluß. Ist die Voraussetzung $2\pi c \ll d$ nicht erfüllt, so wird Formel (23') wenigstens einen Anhalt dafür geben, wie sich der Durchgriff mit den Größen h, d und c ändert.

Wir haben jetzt nur noch festzustellen, wie sich bei Eingitterröhren die Steuerschärfe λ, der Anodeneinfluß μ und die Schutzwirkung k durch den Durchgriff D darstellen lassen. Gleichung (17), auf Eingitterröhren (ohne Nebenelektroden) angewandt, ergibt

$$\bar{e}_g = \lambda e_g + \mu e_a$$

---

1) Barkhausen gebraucht die Bezeichnung D für die Schottkyschen Koeffizienten μ und für $\frac{1}{k}$. Für Eingitterröhren sind D und $\frac{1}{k}$ nach Gleichung (28) auch bei der Definition Gleichung (29) identisch; für Röhren mit Nebenelektroden fallen jedoch die Werte D und $\frac{1}{k}$ auseinander (III. Teil, 6). Die Größen μ und D sind nach Gleichung (26) auch bei Eingitterröhren nicht ganz gleich.

und da $\lambda + \mu = 1$

$$\bar{e}_g - e_g = \mu(e_a - e_g) \tag{25}$$

Aus dem Vergleich von Gleichungen (25) und (24) folgt:

$$\mu = \frac{D}{1 + D} \tag{26}$$

ferner:

$$\lambda = \frac{1}{1 + D} \tag{27}$$

endlich

$$k = \frac{\lambda}{\mu} = \frac{1}{D} \tag{28}$$

oder wegen Gleichung (18) auch:

$$\frac{S}{s} = \frac{1}{D}, \quad D = \frac{s}{S} \tag{29}$$

Endlich folgen noch die von der Definition von D unabhängigen Beziehungen für Eingitterröhren:

$$k = \frac{1 - \mu}{\mu}, \quad \mu = \frac{1}{k + 1}$$
$$\lambda = \frac{k}{k + 1} \tag{30}$$

Die Gleichungen (26) bis (30) enthalten für Eingitterröhren die wichtigsten Regeln, die sich auf Steuerwirkung und Durchgriff beziehen. Die Gleichungen (26), (27) und (30) vereinfachen sich noch, wenn, wie üblich, D und damit μ klein gegen 1, k groß gegen 1 wird $\left(\text{normale Größenordnung für } D \text{ ist } \frac{1}{10}\right)$. Für die Messung des Durchgriffs ist am wichtigsten Gleichung (29); durch die Messungen nach Gleichung (29) und die Berechnung nach Gleichung (23) wird, wie erwähnt, die Konstruktion von Eingitterröhren wissenschaftlich beherrscht.

c) Optimum des Durchgriffs und der Schutzwirkung. Da nach Gleichung (28) die Schutzwirkung k dem Durchgriff D bei Eingitterröhren umgekehrt proportional ist, und D nach Gleichung (23) mit abnehmender Gittermaschenweite d und zunehmender Anodenentfernung h und wachsendem Gitterdrahtradius c unbegrenzt abnimmt, so hat man es offenbar durch geeignete Bemessung der Gitterdimensionen in der Hand, den nach Gleichung (19'), § 4, von der Schutz-

wirkung k abhängigen Teil der Röhrenverstärkung beliebig groß zu machen. Welches ist nun die Grenze, bei der eine Vergrößerung von k keine Verbesserung, sondern eine Verschlechterung der Gesamtverstärkung bewirkt?

Diese Grenze ist offenbar dadurch gegeben, daß bei gegebenen Gitter- und Anodenpotentialwerten mit zunehmender Schutzwirkung k das Effektivpotential $\bar{e}_g$ und damit, nach § 5, a), Gleichung (21) die Entladungssteilheit $\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g}$ immer kleiner wird, so daß das Produkt $k\,\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g}$ in Gleichung (19') nicht unbegrenzt wachsen kann. Wird in der Gleichung (25)

$$\bar{e}_g = (1 - \mu)\,e_g + \mu\,e_a$$

μ durch Gleichung (24) ausgedrückt, so folgt:

$$\bar{e}_g = \left(\frac{k}{k+1}\right) e_g + \frac{1}{k+1}\,e_a \tag{31}$$

Hierbei ist e_g negativ, der Faktor von e_g wird bei etwas größeren k-Werten sehr nahe $= 1$ und ändert sich dann nicht mehr. Dagegen nimmt der Faktor von e_a dauernd ab, und zwar zuletzt wie $\frac{1}{k}$. Bereits für $e_a = -k\,e_g$, $k = \frac{e_a}{-e_g}$ ist $\bar{e}_g = 0$, der Strom i_a wird (bis auf kleine Reste, die von den Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen herrühren) $= 0$, eine Verstärkung ist nicht mehr vorhanden, weil $\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g} \sim 0$ ist.

Offenbar ist die Bestimmung des günstigsten Schutzwirkungsfaktors eine einfache Maximumaufgabe: Man hat in dem Ausdruck (19') für die Röhrenverstärkung $\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g}$ und λ als Funktion von k einzusetzen und dann das Maximum dieses ganzen Ausdrucks in Abhängigkeit von k zu bestimmen.

$\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g}$ ist, wie wir im § 5, Abschnitt a) sahen, durch die Raumladungscharakteristik angenähert bestimmt. Setzen wir nach Gleichung (21):

$$\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g} = \frac{3}{2}\,C\sqrt{\bar{e}_g}$$

so erhalten wir durch Einsetzen von Gleichung (31):

$$\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g} = \frac{3}{2}\,C\left\{\frac{k}{k+1}\,e_g + \frac{1}{k+1}\,e_a\right\}^{1/2} \tag{32}$$

Mithin wird wegen Gleichungen (19′) und (30) die Röhrenverstärkung

$$\alpha_R = \sqrt{\frac{3}{2}\,C\cdot 10^6\,\frac{k^2}{k+1}\left\{\frac{k}{k+1}\,e_g + \frac{1}{k+1}\,e_a\right\}^{1/2}}$$

und statt des Optimums der Wurzel kann natürlich auch das Optimum des Radikanden gebildet werden. Hiernach ist der günstigste Wert von k gegeben durch

$$k_{\text{opt}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\vartheta}{2} - 2{,}5\right)\left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{8\,\vartheta}{(\vartheta/2 - 2{,}5)^2}}\right) \tag{33}$$

wobei ϑ das Verhältnis der vorgegebenen Anodenspannung E_a zum absoluten Betrag der vorgegebenen Gitterspannung $|E_g|$ bedeutet:

$$\vartheta = \frac{E_a}{|E_g|}$$

Für Werte $\vartheta > 5$ ist das positive, für $\vartheta < 5$ das negative Vorzeichen der Wurzel zu nehmen. Für große Werte von ϑ wird k_{opt} gleich $\frac{\vartheta}{2}$, geht bei $\vartheta = 5$, wo die Wurzel ihr Vorzeichen wechselt, durch den Wert $\sqrt{10} = \frac{\vartheta}{2}\cdot 123\,\%$ hindurch und nimmt für $\vartheta = 3$ den Wert 2, d. h. $\frac{\vartheta}{2}\cdot 133\,\%$ an. Man sieht also, daß die für große ϑ- und k-Werte gültige Formel $k_{\text{opt}} = \frac{\vartheta}{2}$ noch bis zu kleinen Werten herab (Werte $\vartheta < 3$ werden in der Praxis kaum vorkommen) mit ziemlicher Annäherung gültig ist. Dieselbe Formel erhält man, wenn man in Gleichungen (31) und (32) von vornherein 1 gegen k vernachlässigt und die Annäherungsformel benutzt:

$$\bar{e}_g = e_g + \frac{e_a}{k} \tag{31′}$$

$$\frac{d\,i_a}{d\bar{e}_g} = \frac{3}{2}\,C\left(e_g + \frac{e_a}{k}\right)^{1/2} \tag{32′}$$

Die Röhrenverstärkung wird dann:

$$\alpha_R = \sqrt{\frac{3}{2}\,C\,10^6\,k\left(e_g + \frac{e_a}{k}\right)^{1/2}}$$

und als Optimum ergibt sich:

$$k_{\text{opt}} = \frac{E_a}{2\,|E_g|} \left[= \frac{\vartheta}{2} \right] \qquad (33')\,[1]$$

Bei allen Eingitterröhren mit Raumladungscharakteristik existiert bei einer bestimmten vorgegebenen Gitter- und Anodenspannung ein und nur ein günstigster Wert der Schutzwirkung k, der ungefähr gleich dem halben Wert des Verhältnisses der vorgegebenen Anodenspannung E_a zum Absolutbetrag der vorgegebenen Gitterspannung $|E_g|$ ist.

Nach § 4, S. 281, war für Eingitterröhren der Wert $-E_a \frac{\mu}{\lambda}$, d. h. der Wert $-\frac{E_a}{k}$ gleich dem Wert $e_{g_{\text{anf}}}$ des Gitterpotentials, bei dem die i_a, e_g-Kurve beginnt; danach wird Gleichung (33') zu

$$e_{g_{\text{anf (opt)}}} = 2\,E_g \qquad (34)$$

d. h.: Der Durchgriff und die Schutzwirkung sind bei Eingitterröhren immer angenähert so zu wählen, daß der Be-

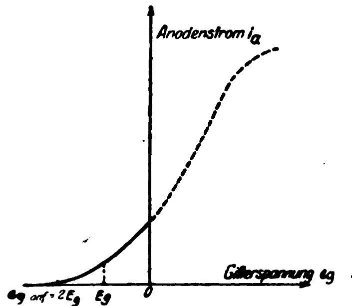


Fig. 6.

ginn der i_a, $\bar{e}_g$-Kurve um den doppelten Betrag der vorgegebenen Gitterspannung E_g nach der negativen Seite hin verschoben ist (Fig. 6).

Diese Regel steht scheinbar im Widerspruch mit einer von Barkhausen (Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. 14, S. 27, 1919) gegebenen Vorschrift. Doch will Barkhausen seine Vorschrift gemäß einer brief-

1) Um den Spannungsabfall im Glühfaden zu berücksichtigen, hat man, wenn man nach der $E^{3/2}$-Formel arbeitet, E_g zweckmäßig gegen die Mitte des Glühfadens zu rechnen.

lichen Mitteilung an Schottky nur auf die günstigste Wahl der Anodenspannung bei gegebener Röhre verstanden wissen.

Wir gehen nun dazu über, mit Hilfe von Gleichungen (32) und (33) oder (32′) und (33′) den günstigsten Röhrenverstärkungswert α_R zu berechnen, der bei gegebenen Anoden- und Gitterspannungen, sowie bei gegebenem Wert des Faktors C der Raumladungscharakteristik überhaupt für ein Eingitterrohr möglich ist. Dieser Wert ist unter den Vernachlässigungen von Gleichungen (32′) und (33′):

$$\alpha_{R(\mathrm{opt})} = \left\{\frac{3}{4} C \cdot 10^6\right\}^{1/2} \frac{E_a^{1/2}}{|E_g|^{1/4}} \tag{35}$$

Hieraus folgt:

„Die günstigste Röhrenverstärkung eines Eingitterrohres wächst proportional der Wurzel des vorgegebenen Anodenpotentials[1]) $-E_a$ und ist desto größer, je weniger die Gitterspannung von 0 verschieden ist; sie ist angenähert proportional dem reziproken Wert der 4. Wurzel aus der Gitterspannung."

Diese Regel wird für kleine Werte von E_g (bei den üblichen Röhren etwa bei $|E_g| < 2$ Volt) sehr ungenau. Bestehen bleibt aber der allgemeine Satz, daß die Verstärkerwirkung desto größer gemacht werden kann, je kleiner die vorgegebene Gitterspannung ist. Die Grenze ist außer durch Amplitudenfragen durch den (negativen) Wert des Gitterpotentials gegeben, bei dem das Gitter nicht mehr alle Elektronen abstößt ($e_g \sim -1{,}2$ Volt). Tatsächlich ist man bei den neueren Verstärkerröhren durchweg zu Gitterspannungen von etwa $-1{,}4$ Volt übergegangen, während früher -3 Volt gewählt wurde.

Für zylindrische Röhren folgt aus Gleichung (22) und (35):

„Die Röhrenverstärkung eines zylindrischen Eingitterrohres ist proportional der Wurzel aus der Länge des Glühdrahtes und Gitters und umgekehrt proportional der Wurzel aus dem Durchmesser des Gitters."

Diese Regel ist, soweit der Durchmesser des Gitters in Frage kommt, ziemlich genau und auch unter den tatsächlichen Verhältnissen, die von den bisher angenommenen etwas abweichen, gültig. Sie hat dazu geführt, die Gitter soweit zu verengern, als es die Unkontrollierbarkeit der seitlichen thermischen Ausbiegung des Glühfadens über-

1) Diese Regel ist zuerst von Barkhausen abgeleitet worden; allerdings auch nur bezüglich der günstigsten Wahl der Anodenspannung bei gegebener Röhre, während die obige Gleichung (35) sich auf die günstigste Konstruktion einer Röhre bezieht.

haupt zuläßt; für Fadenlängen von etwa 2 cm ist 3 mm ungefähr die untere Grenze des möglichen Gitterdurchmessers. Was die Länge des Glühfadens betrifft, so ist die Regel deshalb ungenau, weil der Heizstrom am Glühfaden einen Spannungsabfall veranlaßt, so daß die Verlängerung des Glühfadens zugleich eine Verwischung der i_a, $\bar{e}_g$- und i_a, e_g-Kurve bedeutet. Hält man den Potentialunterschied zwischen dem Gitter und dem negativen Ende des Glühfadens fest, so wird man allgemein nur sagen können, daß eine Erhöhung der Fadenlänge solange eine Verbesserung der Verstärkung bewirkt, als die von dem posiveren Teil des Fadens ausgesandten Elektronen überhaupt noch durch das Gitter hindurchtreten können, dessen Potentialunterschied gegen den Faden ja desto stärker negativ wird, je mehr man sich dem positiven Ende des Fadens nähert.

Derselbe Umstand bewirkt natürlich, daß die Annahme einer reinen Raumladungscharakteristik, die zu den unter § 5, c, aufgestellten Formeln und Regeln führte, nur sehr roh das Richtige trifft; wird, wie allgemein üblich, E_g gegen die negative Kathodenseite gemessen, so ist der beispielsweise in den Formeln (31) und (31') einzusetzende e_g-Wert nicht mit dieser vorgegebenen Gitterspannung identisch, sondern es ist viel eher hier der Potentialunterschied gegen die Mitte des Glühfadens einzusetzen. Auch hierbei erhält man jedoch bei kleinen Werten von $\bar{e}_g$ noch nicht ganz das Richtige, zumal da die Raumladungskurve selbst bei kleinen $\bar{e}_g$-Werten sehr ungenau wird und insbesondere bei $\bar{e}_g = 0$ der Strom nicht verschwindet, sondern infolge der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen noch recht merkliche Werte (Größenordnung $2 \cdot 10^{-5}$ Amp.) besitzt.

Will man also eine genaue Verstärkungsberechnung aufstellen, so muß man zu der allgemein gültigen Formel für Eingitterröhren mit nicht zu groben Gittern:

$$\alpha_R = \sqrt{\frac{k^2}{k+1}\,\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g}\cdot 10^6}$$

und zu Gleichung (31) zurückkehren, worin jetzt unter $\bar{e}_g$ und e_g wieder die Potentialunterschiede gegen das negative Ende der Glühkathode zu verstehen sind. Hier läßt sich die i_a, $\bar{e}_g$-Kurve und damit auch die Kurve $\frac{d\,i_a}{d\,\bar{e}_g}$, $\bar{e}_g$ unabhängig von den gewählten k-Werten durch eine einmalige genaue Messung der J, E-Kurve an einer Röhre von der gewählten Gitterform feststellen. Der Wert von E_g ist, wenn nicht durch Amplitudenbedingungen, so durch die Forderung $E_g \sim -1{,}4$ Volt

von vornherein gegeben, ebenso das Potential E_a durch die zur Verfügung stehenden Betriebsmittel. Es muß also ganz allgemein möglich sein, α_R mittels der empirischen i_a, $\bar{e}_g$-Kurve und Gleichung (31) als Funktion von $\bar{e}_g$ darzustellen und auf diesem Wege den Wert von $\bar{e}_g$ zu bestimmen, für den α_R ein Optimum besitzt. Aus Gleichung (31) folgt dann der dazugehörige günstigste k-Wert.

d) Beispiel einer Eingitterröhren-Konstruktion. Im Anschluß an diese theoretischen Darlegungen führt Schottky ein Beispiel für die Berechnung einer Eingitterröhre mit zylindrischen Elektroden für 100 Volt Anodenspannung durch. Nach den berechneten Werten wurde im Wernerwerk von Siemens & Halske ein Röhrenmodell gebaut und an diesem Messungen ausgeführt. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen Berechnung und Messung. E. Alberti.

(Schluß folgt.)

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Empfangsschaltungen.

K. P. 310113. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 29. 8. 17 (ausgegeben am 7. 10. 19).

1. Empfangseinrichtung für Hochfrequenzströme, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Detektoren und zwei Transformatoren in parallele Zweige des Detektorenkreises so eingeschaltet sind, daß beide Wellenhälften ausgenutzt werden.

Die Sekundären der Transformatoren können entweder in den Gitterkreis einer einzigen Lautverstärkerröhre oder an zwei verschiedene Lautverstärkerröhren geschaltet sein, deren Anodenkreise auf den Gitterkreis einer dritten Röhre gemeinsam einwirken, in deren Anodenkreis das Telephon liegt.

An jeden Transformator kann ein Zweifachlautverstärker angeschlossen sein, deren letzte Röhren auf einen gemeinsamen Telephonkreis wirken.

Statt zweier Sekundärspulen kann auch nur eine einzige gemeinsame Sekundärspule verwendet werden.

K. P. 307195. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 15. 9. 16 (ausgegeben am 6. 10. 19).

1. Einrichtung zur Aufnahme und Wiedergabe drahtloser Nachrichten unter Benutzung eines in seiner Längsrichtung mit gleich-

förmiger Geschwindigkeit bewegten Stahldrahtes, auf dem die ankommenden Zeichen mit Hilfe von Magnetspulen elektromagnetisch aufgezeichnet werden, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Elektromagnetspulen vorgesehen sind, die an verschiedenen Stellen des Stahldrahtes mit diesem zusammenwirken und gleichzeitig eingeschaltet sind und von denen die eine zum Aufzeichnen ankommender Zeichen auf dem Stahldraht und die andere zur Wiedergabe dieser aufgenommenen Zeichen dient.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein endloser, in sich selbst geschlossener umlaufender Stahldraht zur Aufnahme und Wiedergabe der Zeichen verwendet ist, und die dem Empfang bzw. der Wiedergabe dienenden Elektromagnete in bezug auf den als Übertrager wirksamen Stahldraht hintereinander angeordnet sind.

K. P. 297952. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 7. 6. 16 (ausgegeben am 12. 7. 19).

1. Verfahren zur verstärkten Wiedergabe drahtloser Signale von Tonfrequenz, z. B. tönender Funken, dadurch gekennzeichnet, daß ein magnetisierbarer Körper, auf welchem die ankommenden Signale magnetisch aufgeschrieben sind, wobei die Magnetisierungsänderung des Stahldrahtes sich periodisch wiederholt, durch Hörmagnete hindurchläuft, deren Abstand so reguliert werden kann, daß sich in ihnen die Wirkung der magnetischen Impulse addiert.

K. P. 298975. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 21. 12. 15 (ausgegeben am 30. 9. 19).

1. Einrichtung für drahtlose Empfangsapparate, dadurch gekennzeichnet, daß die elektrisch zusammengehörigen Teile räumlich derartig zu mechanisch zusammenhängenden Gebilden miteinander vereinigt werden, daß eine leichte Trennung der verschiedenen Gebilde voneinander möglich ist.

K. P. 301234. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 13. 1. 16 (ausgegeben am 1. 10. 19).

1. Anordnung zur Nachrichtenübermittlung mit und ohne Draht dadurch gekennzeichnet, daß ein Umschalter vorgesehen ist, welcher für beide Empfangsarten die gleichen, und zwar der empfindlicheren Betriebsart angepaßten Fernhörer zu verwenden gestattet und der zweckmäßig mit den Schaltvorrichtungen der Apparaturen so gekoppelt ist, daß er gleichzeitig mit der Inbetriebsetzung des einen oder anderen Apparates das Telephon auf die eine oder andere Apparatur umschaltet.

K. P. 301661. Zusatz zu vorstehendem K. P. 301234. Vom 29. 2. 16 (ausgegeben am 30. 9. 19).

Anordnung für Nachrichtenübermittlung mit und ohne Draht nach Patent 301234, dadurch gekennzeichnet, daß der Umschalter bei der Stellung auf gleichzeitigen Empfang mit beiden Betriebsarten den einen Fernhörer auf die eine Betriebsart und den anderen Fernhörer auf die andere Betriebsart schaltet, zum Zwecke, die Stromkreise beider Betriebsarten auch in den Fernhörern völlig getrennt voneinander halten zu können.

K. P. 298074. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Vom 9. 9. 16 (ausgegeben am 4. 10. 19).

1. Abstimmvorrichtung für Empfangsapparate der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der Prüfkreis zwangläufig mit dem Abstimmgriff des Empfängers genau oder ungefähr auf die jeweils eingestellte Empfangswelle eingestellt wird.

K. P. 310641. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 16. 9. 15 (ausgegeben am 4. 10. 19).

1. Empfangseinrichtung, bei welcher der Empfänger durch Zusammenwirken mehrerer mit Zeitverschiebung eintreffender Impulse betätigt wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Zeitverschiebung durch Zwischenschaltung eines elektrischen oder akustischen Verzögerungsweges von solcher Länge ausgeglichen wird, daß die zeitlich verschoben eintreffenden Zeichen den Empfänger nur betätigen, wenn sie in demjenigen zeitlichen Abstand voneinander eintreffen, welcher dem eingeschalteten Verzögerungsweg entspricht, jedoch wirkungslos bleiben, wenn dieser Abstand größer oder kleiner ist.

K. P. 298982. Ernst Röver in Haus Neindorf a. Harz bei Quedlinburg. Vom 11. 1. 16 (ausgegeben am 14. 10. 19).

1. Empfangseinrichtung für drahtlose Telegraphie oder Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die ankommenden Schwingungen auf elektromechanischem Wege ein durch Druck- oder Saugluft betriebenes Relais beeinflussen.

2. Eine Ausführungsform der unter 1 angegebenen Einrichtung, dahingehend, daß durch die elektrische Beeinflussung des als Empfänger benutzten Fernhörers oder fernhörerartig ausgebildeten Empfangsapparates eine Veränderung des Querschnittes einer oder mehrerer Austrittsmündungen des pneumatischen Relais hervorgerufen wird und eine hierdurch verursachte Druckdifferenz einen elektrischen Kontakt herstellt.

K. P. 300001. Christoph Wirth in Nürnberg. Vom 28. 11. 16 (ausgegeben am 22. 10. 19).

1. Elektrische Vorrichtung, um schwach pulsierende Gleich- oder

Wechselströme zum Relaisbetrieb zu verwenden, dadurch gekennzeichnet, daß die schwachen elektrischen Ströme zunächst durch Kathodenlampenverstärker verstärkt und die kräftig pulsierenden Anodenströme alsdann entweder nach Umformung in Wechselströme mittels eines Transformators wieder in zum Relaisbetrieb geeignete Gleichströme umgewandelt oder unter Fortlassung des Transformators und Einschaltung einer mit Regelungswiderständen bzw. Drosselspulen zusammengeschalteten, den normal durchfließenden Anodenstrom ausgleichenden Stromquelle hauptsächlich über das Relais geführt werden.

D. R. P. 308413. Aktiengesellschaft Mix & Genest, Telephon- und Telegraphen-Werke in Berlin-Schöneberg. Vom 21. 1. 17 (ausgegeben am 5. 7. 19).

Kopplungsanordnung für radiotelegraphische Empfangsapparate dadurch gekennzeichnet, daß beim Übergang vom aperiodischen Kreis zum Zwischenkreis gleichzeitig die Kopplung durch Zuschalten von Windungen geändert wird, wobei in bekannter Weise die Windungszahlen vorher so gewählt sind, daß die Kopplung für beide Empfangsarten möglichst günstig wird.

K. P. 297915. Deutsche Gasglühlicht Akt.-Ges. (Auergesellschaft) in Berlin. Vom 20. 1. 16 (ausgegeben am 18. 7. 19).

1. Vorrichtung zur drahtlosen Zeichenübermittlung mit Hilfe von unterbrochenem Gleichstrom oder Wechselstrom von geringer Frequenz, etwa der Frequenz hörbarer Töne, wobei der Strom durch elektromagnetische Induktion von einer Spule oder Schleife auf eine in Entfernung von ihr befindliche Empfängerspule oder Schleife übertragen wird, dadurch gekennzeichnet, daß der zur Wahrnehmung der Zeichen dienende Apparat, z. B. ein Telephon, durch einen Unterbrecher mit Tonfrequenz so an einen aus der Empfängerspule und einem oder mehreren Kondensatoren gebildeten abgestimmten Schwingungskreis geschaltet wird, daß der Apparat (das Telephon) dem Kreis nur intermittierend Strom entnimmt.

2. Vorrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Unterbrecher ein Stimmgabelunterbrecher verwendet wird.

K. P. 302541. Firma Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg. Zusatz zu K. P. 300781. Vom 11. 4. 16 (ausgegeben am 15. 7. 19).

1. Eine Kondensatoranordnung für den Schwingungskreis gemäß Hauptpatent 300781, dadurch gekennzeichnet, daß entweder die beweglichen oder festen Plattensysteme mehreren Kondensatoren gemeinsam angehören.

Die nicht gemeinsamen Plattensysteme sind in Richtung parallel zur Achse voneinander getrennt; ein Schaltwerk wird synchron mit der Kondensatordrehung bewegt, welches einzelne Gruppen von Platten vom Schwingungskreis an- oder abschaltet.

Sendeanordnungen und -schaltungen.

K. P. 305042. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Vom 24. 12. 16 (ausgegeben am 6. 10. 19).

1. Einrichtung zur Abstimmung einer drahtlosen Sendestation auf den zu einer bestimmten Welle gehörigen Höchstwert an Sendeleistung, dadurch gekennzeichnet, daß die Einstellung der hierfür bestimmten Elemente der Station, wie z. B. Variometer, Schleifspulen, Drehkondensatoren, selbsttätig in Abhängigkeit von einer mit der Leistung veränderlichen Größe, z. B. dem dadurch bedingten Strom, erfolgt.

Die veränderlichen Elemente der Station sind mittels einer vom Strom beeinflußten Steuervorrichtung derart hinsichtlich ihrer Regelung voneinander abhängig gemacht, daß bei Einstellung eines der vorhandenen Kreise auf die jeweils gewünschte Welle die übrigen Kreise sich selbsttätig auf ein Maximum des Effektes abstimmen.

K. P. 307683. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Vom 29. 8. 17 (ausgegeben am 6. 10. 19).

1. Einrichtung zum Aussenden bzw. Empfangen von Zeichen und Signalen bei radiotelegraphischen Apparaten, dadurch gekennzeichnet, daß die Sende- und Empfangsenergie bei allen Stationen auf gleiche Stärke oder Größenordnung gebracht wird.

K. P. 308412. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 29. 11. 16 (ausgegeben am 7. 10. 19).

1. Senderanordnung für drahtlose Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß an Stelle eines gewöhnlichen Mikrophons mit Membran ein z. B. durch Ausbildung als Schüttelmikrophon ohne membranartig wirkende Teile schallunempfindliches Mikrophon vorgesehen ist, welches unmittelbar durch die Stelle der Schallerzeugung beeinflußt wird und entweder selbst als Starkstrommikrophon ausgebildet ist oder zur Steuerung von Mikrophonrelais oder Schwingungserzeugern verwendet wird.

K. P. 298052. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. 2. 16 (ausgegeben am 30. 7. 19.)

1. Anordnung an Sendestationen für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwangläufig mit dem Übergang von Senden auf Empfang eine Verminderung der Tourenzahl des Generators oder

ein Stillsetzen desselben herbeigeführt wird, z. B. durch Kurzschluß oder Einschaltung eines Widerstandes vor dem Antriebsmotor.

K. P. 298071. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 8. 7. 15 (ausgegeben am 11. 7. 19).

1. Einrichtung für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwangläufig mit dem Umschalten von einer Energiequelle auf die andere Funkenstrecken, Kapazitäts- oder Selbstinduktionsstufen in den Schwingungskreisen kurz geschlossen werden.

K. P. 298072. Dr. Erich F. Huth G. b. m. H. in Berlin. Vom 9. 9. 16 (ausgegeben am 15. 7. 19).

Betriebsanordnung für Sendestationen der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die bisher unabhängig voneinander vorzunehmenden Bedienungsarten der Station, wie Einrücken des Generators, Abkurbeln der Antenne, das Ein- und Ausschalten der verschiedenen Blockierungen, das Umschalten von Heizen auf Senden usw., alle oder zum wesentlichen Teil selbsttätig durch Ein- und Ausrücken eines Hebels oder durch Drehen oder Niederklappen der Taste bewirkt werden.

K. P. 301354. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 9. 9. 16 (ausgegeben am 1. 10. 19).

1. Sende- und Empfangsapparat für drahtlose Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß die Bedienungsgriffe für die Sende- und Empfangsapparatur auf zueinander rechtwinklig stehenden Wänden angeordnet sind.

Dabei soll durch die Bedienungsgriffe die Fläche der aufeinander rechtwinklig stehenden Wände nur zur Hälfte ausgenutzt werden, so daß Sender und Empfänger unabhängig voneinander geöffnet werden können.

K. P. 309202. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 11. 6. 16 (ausgegeben am 7. 10. 19).

1. Einrichtung zur Übertragung von Bildern oder Nachrichten auf funkentelegraphischem Wege, dadurch gekennzeichnet, daß bei der gleichen elektrischen Sendevorrichtung die Bildübertragung mit hoher Funkenfolge, dagegen die Übertragung von Nachrichten mit einer Funkenfolge im Bereich der günstigsten Hörbarkeit erfolgt.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Änderung der Funkenfolge selbsttätig mit der Umschaltung von Bild- auf Nachrichtenübertragung erfolgt.

K. P. 299097. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 11. 5. 16 (ausgegeben am 15. 7. 19).

1. Verfahren und Anordnung zum Koppeln elektrischer Schwingungskreise, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Konstanthaltung der Kopplung oder Veränderung derselben nach einer gewünschten Gesetzmäßigkeit in einem der beiden Kreise ein regelbarer Kondensator vorgesehen ist, welcher die bei einer Wellenänderung auftretende Kapazitätsänderung zwecks Konstanthaltung der Kopplung genau kompensiert, zwecks Veränderung der Kopplung über- oder unterkompensiert.

Der veränderliche Kondensator ist mit den Organen zur Veränderung der Wellenlänge gekuppelt, so daß bei einer Veränderung der Wellenlänge der gewünschte Kopplungsgrad sich selbsttätig einstellt.

K. P. 306453. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 9. 12. 17 (ausgegeben am 6. 10. 19).

1. Betriebsverfahren und Schaltungsweise zum gleichzeitigen Betriebe von funkentelegraphischer und Heizanlage auf Flugzeugen, dadurch gekennzeichnet, daß für den Betrieb ungedämpfter Sender die Gleichstromspannung unter Zwischenschaltung einer Spannungsumformung erhöht wird, während gleichzeitig der Wechselstrom zum Betrieb der Heizeinrichtung benutzt und passend herabtransformiert wird.

K. P. 298407. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 12. 2. 16 (ausgegeben am 30. 7. 19).

1. Einrichtung zum Betriebe drahtloser Stationen, dadurch gekennzeichnet, daß Sender und Empfänger als für sich betriebsbereite Apparate ausgebildet sind, jedoch Einrichtungen aufweisen (z. B. lösbare Kontakte, Zwischenstecker u. dgl.), welche bei Zwischenfügung des Antennenschalters abwechselnd mit dem Umschalten von Senden auf Empfang den Empfänger oder den Sender zwangläufig außer Betrieb zu setzen gestatten.

K. P. 302464. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 11. 4. 16 (ausgegeben am 4. 10. 19.)

1. Einrichtung zur Anschaltung eines zusätzlich an eine elektrische Anordnung, insbesondere eine drahtlose Station, anzuschaltenden Apparates, z. B. eines elektrischen Heizkörpers, gekennzeichnet durch einen Zwischenstecker, der in die zur Verbindung, z. B. der drahtlosen Station mit der zugehörigen Stromquelle, dienende Steckkontaktvorrichtung einfügbar ist und die Enden der nach dem anzuschließenden Apparat und dessen Schalter gehenden Leitungen anschlußfertig enthält.

K. P. 307194. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 16. 12. 17 (ausgegeben am 6. 10. 19).

1. Verfahren zur Abstimmung von Störsendern, dadurch gekennzeichnet, daß jeder Sender mit dem nächsten in den Grenzwertstellungen

(größter Wert des ersten und kleinster Wert des folgenden) zwecks Abstimmung zur Interferènz gebracht wird.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die mittleren Werte der Bereiche durch Interferenz gegen die Grenzwerte des vorhergehenden und folgenden Senders zur Abstimmung gebracht werden.

K. P. 309254. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 9. 12. 17 (ausgegeben am 7. 10. 19).

1. Hilfseinrichtung für Störsender, dadurch gekennzeichnet, daß die zum eigenen Verkehr freigegebenen Lücken im gesamten Störbereiche durch die Verkehrsstationen selbst ausgefüllt werden, und zwar vorzugsweise durch die gleichen Sender, mit denen ihr eigener Verkehr erfolgt, zu welchem Zwecke die eigenen Sender Einrichtungen zu einer periodischen Änderung ihrer Wellenlänge innerhalb des Bereiches der Lücken besitzen.

Die zur Ausfüllung der Lücke dienenden veränderlichen Sender können zur Vornahme des Verkehrs auf den vorgeschriebenen Wellen festgelegt und nach Vollendung des Verkehrs wieder in periodische Bewegung gesetzt werden.

K. P. 301311. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 15. 11. 16 (ausgegeben am 18. 10. 19).

1. Station für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der aperiodische Empfangskreis der Station und der primäre Sendekreis dauernd mit der Antenne durch eine gemeinsame Selbstinduktion gekoppelt sind.

K. P. 301376. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. 2. 17 (ausgegeben am 18. 10. 19).

1. Station für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die mit dem Antennenkreis gekoppelte Spule des Empfangskreises beim Umschalten der Station auf Senden in eine induktiv unwirksame Lage gebracht wird.

K. P. 301392. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. 2. 17 (ausgegeben am 22. 10. 19).

1. Station für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der in bekannter Art als Wechselstromquelle dienende Selbstunterbrecher außerhalb der Sendezeiten als Prüfsummer auf den Empfangskreis schaltbar ist.

K. P. 306357. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 22. 2. 17 (ausgegeben am 24. 10. 19).

Schaltungsanordnung für eine drahtlose Sendestation mit Zwischen-

empfangseinrichtung, dadurch gekennzeichnet, daß zum Zwecke, die selbsttätige Umschaltung der Station auf Empfang in den Sendepausen ohne Regelung von im Antennenkreis liegenden Kontakten auszuführen, der Empfangskreis unmittelbar mit der Selbstinduktionsspule des Stoßkreises gekoppelt wird, wobei neben der doppelpoligen Abtrennung des Detektors lediglich die Spule des Empfangskreises durch einen beim Handhaben der Sendetaste hergestellten Kontakt kurzgeschlossen wird.

K. P. 303911. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 21. 6. 17 (ausgegeben am 24. 10. 19).

1. Vorrichtung für drahtlose Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß die Schwingungen einer Sprechmembran unmittelbar oder mittelbar auf mechanischem Wege in Schwingungen der inneren drehbaren Spule eines in die Antenne eingefügten Variometers umgesetzt werden, dessen äußere Spule in Kreuzstellung zur inneren Spule sich befindet.

K. P. 303393. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 10. 7. 17 (ausgegeben am 27. 9. 19).

1. Anordnung für drahtlose Telegraphie und Telephonie, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks einer größeren Empfindlichkeit zwei Stromsysteme mit veränderlichen Induktanzen gebildet werden, von denen im normalen Zustand ein Stromsystem voreilenden, die Hochfrequenzquelle erregenden Strom und das andere Stromsystem die Hochfrequenzquelle aberregenden Strom führt, wobei die veränderlichen Induktanzen durch ein Mikrophon in bekannter Weise, aber gleichzeitig in einem für die Empfindlichkeit günstigen Sinn beeinflußt werden.

K. P. 303394. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 11. 7. 17 (ausgegeben am 27. 9. 19).

1. Verfahren zur Erregung von Schwebeströmen in Hochfrequenzanlagen, dadurch gekennzeichnet, daß die Erregerwicklung einer Hochfrequenzquelle (Maschine oder Frequenzverdoppler) in einem auf Tonfrequenz abgestimmten Schwingungskreis liegt oder mit ihm gekoppelt ist, in dem im Moment der Unterbrechung bzw. Änderung der Gleichstromerregung der Hochfrequenzquelle Tonströme entstehen, die ganz oder teilweise zur Erregung der Hochfrequenzquelle dienen.

K. P. 298871. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 14. 7. 12 (ausgegeben am 30. 9. 19).

Verfahren zum Tonsenden in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie unter Benutzung des Prinzips der Frequenzsteigerung mit Hilfe statischer Transformatoren, dadurch gekennzeichnet, daß ein durch einen Kondensatorschwingungskreis erzeugter Wechselstrom geeigneter Periode

Anwendung findet, welcher dem Gleichstrom des Magnetisierungskreises überlagert wird oder direkt auf die Frequenztransformatoren wirkt.

K. P. 299664. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 4. 5. 16 (ausgegeben am 29. 9. 19).

1. Verfahren zum Einstellen und Abstimmen radiotelegraphischer Stationen, dadurch gekennzeichnet, daß, um Spannungsänderungen in einem Kreise ohne Änderung der Selbstinduktion dieses Kreises herbeizuführen, die Spannung durch einen in den Kreis eingebauten, kompensierten Induktionsregler geändert wird.

2. Schaltungsanordnung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Spannungsregler im Maschinenkreis angeordnet ist, so daß durch Verstellen der drehbaren Spule die Maschinenspannung durch eine Zusatzspannung beeinflußt wird.

Der Spannungsregler kann zur Regulierung der Leistung eines als Mittel- oder Hochfrequenzmaschine gebauten Einanker-Umformers dienen und mit Kompensationswicklungen versehen sein, die mit einer Drosselspule in Serie geschaltet sind, so daß der Selbstinduktionskoeffizient im Regler beliebig geändert werden kann.

K. P. 298482. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 11. 5. 16 (ausgegeben am 10. 9. 19).

1. Sender für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß eine Schwingungserzeugungseinrichtung, bei der die Wellenlänge von umlaufenden Einrichtungen (Hochfrequenzmaschine, gegebenenfalls mit Frequenzwandlern) abhängt, mit einer Antenne zusammenwirkt, die z. B. durch feste Kopplung mit einem besonderen Schwingungskreis zweiwellig gemacht ist.

K. P. 300783. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 1. 6. 17 (ausgegeben am 20. 1. 20).

1. Schaltungsweise für die drahtlose Telephonie mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß die Erregung der Antenne durch ein mit der Antenne in Rückkopplungsschaltung verbundenes Kathodenstrahlrelais erfolgt, dessen Schwingungserzeugung durch ein Mikrophon gesteuert wird, welches sich in einem auf die Sendewelle abgestimmten Kreis befindet, der in den Ruhepausen einen Teil der Antennenenergie aufnimmt und dadurch eine Strahlung der Antenne in den Sprechpausen verhindert.

2. Schaltungsweise nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß statt des Mikrophons ein mit einem Dämpfungswiderstand verbundener Summer benutzt wird.

K. P. 305027. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Zusatz zu vorstehendem K. P. 300783. Vom 1. 9. 17 (ausgegeben am 13. 1. 20).

Verfahren für die drahtlose Telephonie mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen unter Benutzung der Schaltungsweise nach dem Hauptpatent 300783, dadurch gekennzeichnet, daß der Anodenstromkreis der Röhre mit dem die Schwingungsenergie verbrauchenden Kreise (Antenne) so fest gekoppelt wird, daß die Röhre in der Nähe der Vollbelastung arbeitet und durch das Sprechen gegen das Mikrophon eine Überbelastung der Röhre zur Wirkung kommt.

K. P. 310734. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 25. 9. 18 (ausgegeben am 20. 9. 19).

1. Vorrichtung zur Erzielung schwankender Anrufwellen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß parallel zum Abstimmkondensator des Sendekreises ein zweiter variabler Kondensator eingeschaltet ist, durch den periodische Schwankungen der eingestellten Kapazität hervorgerufen werden können und der selbsttätig die ursprünglich vorhandene Kapazität des Abstimmkreises wiederherstellt.

K. P. 297914. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 16. 3. 16 (ausgegeben am 17. 9. 19).

1. Verfahren zur Änderung der Energieübertragung zwischen induktiv verbundenen Wechselstromkreisen, dadurch gekennzeichnet, daß das primäre Wechselfeld des Übertragungstransformators durch ein Hilfsfeld gleicher Periodenzahl beeinflußt wird.

K. P. 298483. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 18. 6. 16 (ausgegeben am 9. 9. 19).

1. Mit einem Morsetaster verbundener Umschalter für den Heizstrom bei Flugzeugstationen, dadurch gekennzeichnet, daß der Umschalter durch einen Bowdenzug derart mit einer an der Morsetaste befindlichen Blockierungseinrichtung verbunden ist, daß beim Umschalten auf Heizung die Taste dauernd niedergedrückt wird.

Der Tastenknopf wird in der blockierten Stellung durch den die Taste niederdrückenden Hebel umhüllt, so daß ein Anfassen der Taste verhindert ist.

Schwingungserzeugung mit Hochfrequenzmaschinen und statischen Frequenzwandlern.

D. R. P. 320957. Riccardo Arno in Mailand, Italien. Vom 31. 12. 13, ausgegeben 14. 5. 20. Unionspriorität: Italien vom 1. 2. 13.

1. Vorrichtung zur Erzeugung elektromagnetischer Wellen, bei

welcher mehrere Schwingungskreise gleicher Frequenz, die durch eine mehrphasige Quelle gespeist werden, an die Antenne induktiv angeschlossen sind, dadurch gekennzeichnet, daß die einer Maschine mit niedriger Phasenzahl und niedriger Spannung entnommenen Ströme in einem statischen Phasenumwandler in Ströme hoher Phasenzahl und Spannung umgewandelt werden.

2. Ausführungsform nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Einrichtung zur induktiven Übertragung der Schwingungen auf die Antenne aus einem Primär- und einem Sekundärstromkreis in der Weise besteht, daß die Wicklungen des Primärstromkreises den sekundären Schwingungskreisen des Phasenumformers in der Zahl gleich und von diesen abgezweigt sind, während der Sekundärstromkreis durch eine einzige zwischen den Luftleiter und die Erde eingeschaltete Wicklung gebildet ist.

D. R. P. 320 960. Société Française Radio Electrique in Paris. Vom 22. 11. 13, ausgegeben 17. 5. 20. Unionspriorität: Frankreich vom 22. 11. 12.

Hochfrequenzmaschine mit stufenweiser Frequenzerhöhung mittels Kaskadenschaltung mehrerer viel- oder einphasiger Maschinen, dadurch gekennzeichnet, daß die Wicklungen dieser Maschinen derart in einem einzigen Gehäuse untergebracht sind, daß für jede Transformation nur ein Teil der Peripherie des Gehäuses verwendet wird.

D. R. P. 320961, Société Française Radio Electrique in Paris. Vom 22. 11. 13, ausgegeben 11. 5. 20. Unionspriorität: Frankreich 22. 11. 12.

1. Frequenzumformer für Hochfrequenzströme für drahtlose Telegraphie und Telephonie, bei dem die Umformung des Stromes auf hohe Frequenz durch das Reflexionsverfahren erreicht wird, dadurch gekennzeichnet, daß der Rotor eine Einphasenwicklung und der die Antenne speisende Stator eine Zweiphasenwicklung trägt.

2. Frequenzumformer nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch die Hinzufügung einer Selbstinduktion und Kapazität zu dem Antennenstromkreis, wobei die Selbstinduktion und die Kapazität im Nebenschluß zu der einen bzw. zu der anderen Phase liegen, zum Zwecke, den Strom jeder Phase auf einen Wert zu reduzieren, der geringer als der Antennenstrom ist.

D. R. P. 320 962. Société Française Radio Electrique in Paris. Vom 20. 2. 14, ausgegeben 15. 5. 20. Unionspriorität Frankreich 20. 2. 13.

1. Verfahren zur Umformung von Mehrphasenströmen einer be-

stimmten Frequenz in Mehrphasenströme mit höherer Frequenz, dadurch gekennzeichnet, daß die gegebenen Mehrphasenströme in eine Maschine geschickt werden, deren Stator entsprechend der Art der gegebenen Ströme gewickelt ist, und deren Rotor eine über irgendein elektrisches Gegengewicht kurzgeschlossene Einphasenwicklung trägt, wobei die Mehrphasenströme der höheren Frequenz um dieselbe Wicklung des Stators geschickt werden können, der die gegebenen Ströme mit der niedrigeren Frequenz zugeführt werden.

2. Transformationsverfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die zugeführten Ströme (Ströme mit niedrigerer Frequenz) von den erzeugten Strömen (Strömen mit höherer Frequenz) vermittels geeigneter Kapazitäten getrennt werden, welch letztere einmal die Resonanz in dem Stromkreis, der die Ströme mit niedriger Frequenz liefert, und anderseits die Resonanz in den Stromkreisen, die der höheren Frequenz zugeteilt sind, sichern.

D. R. R. 317 556. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 2. 5. 18, ausgegeben am 20. 12. 19.

1. Schaltungsanordnung zur Verminderung der Abstimmkapazität im Stromkreis von Mittel- oder Hochfrequenzmaschinen, dadurch gekennzeichnet, daß in den Stromkreis an Stelle eines Niederspannungskondensators der Primärkreis eines Transformators geschaltet ist, an dessen Sekundärwicklung ein Hochspannungskondensator entsprechend verringerter Kapazität liegt.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Hochspannungskapazität ein veränderlicher Ölkondensator benutzt wird.

Schwingungserzeugung mit Entladungsröhren.

K. P. 303 216. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 25. 7. 17, ausgegeben 30. 7. 20.

1. Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels Kathodenstrahlrelais, welches in Rückkopplung mit einem Schwingungssystem verbunden ist, gekennzeichnet durch eine Schaltung, bei der die Anodenspannung gegenüber der Gitterspannung in der Phase um 180° oder annähernd um 180° verschoben ist, zu dem Zwecke, ein leichtes Einsetzen und dauerndes Aufrechterhalten der maximal erreichbaren Schwingungsenergie zu ermöglichen.

2. Schaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Kathodenstrahlröhre galvanisch mit einer aus Selbstinduktion und Kapazität bestehenden Serienkombination derart verbunden ist, daß das

Gitter an der Verbindungsstelle zwischen Selbstinduktion und Kapazität liegt, während Anode und Kathode mit den Endpunkten der Serienkombination verbunden sind.

3. Schaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zur Erzielung einer kontinuierlichen Wellenskala je ein kontinuierlich veränderlicher Wechselstromwiderstand zur Gitter- und Anodenkopplung geschaltet ist, wobei zweckmäßig die Kreise in Wellenlängen geeicht sind.

K. P. 310 172. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Zusatz zu vorstehendem K. P. 303 216. Vom 30. 9. 17, ausgegeben 10. 8. 20.

Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels Kathodenröhren nach Patent 303 216, dadurch gekennzeichnet, daß die Wechselstromwiderstände, die zur Phasenverschiebung zwischen Gitter- und Anodenspannung verwendet werden, für den Schwingungskreis konstant gehalten werden, während die Verbindung des Gitters mit den Wechselstromwiderständen z. B. über regelbare Zusatzwiderstände oder durch wahlweise Benutzung von den in den Wechselstromwiderständen vorhandenen Spannungsdifferenzen derart veränderlich gemacht ist, daß die Gitterspannung auf jeden geeigneten Wert ohne Änderung der Wechselstromwiderstände in bezug auf den Schwingungskreis eingestellt werden kann.

K. P. 305 063. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 21. 10. 17, ausgegeben 20. 1. 20.

1. Schaltungsweise zur Erzeugung oder Aufnahme kurzer Wellen mittels Kathodenröhre, gekennzeichnet durch die Benutzung der natürlichen Kapazität des Gitters gegen die Kathode als Wechselstromwiderstand zur Kopplung mit dem Schwingungssystem.

2. Ausführungsbeispiel der Schaltung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch die Einschaltung eines Teils der Antennenbahn als Ersatz der Anodenspule.

3. Ausführungsbeispiel der Schaltung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch die Einschaltung einer Drosselspule zwischen Gitter und Kathode.

D. R. P. 321 153. Johannes Nienhold in Berlin. Vom 18. 4. 18, ausgegeben am 25. 5. 20.

Schaltungsanordnung zur Erzeugung und Verstärkung elektrischer Schwingungen mit Glühkathodenröhren, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Vermeidung der sonst zur Erzeugung des negativen Gitterpotentials verwendeten Hilfsmittel die im Heizstromkreis hintereinandergeschalteten Glühfäden derart bemessen und mit den Gittern der Röhren

verbunden sind, daß der Spannungsabfall im Glühfaden einer Röhre oder in einer Glühfadenserie mehrerer Röhren ausreicht, um zwischen dem Glühfaden der nach dem positiven Pol der Heizbatterie hin folgenden Röhre und dem Gitter dieser Röhre den geeigneten Potentialabstand unmittelbar hervorzurufen, wobei die Anoden- und Gitterkreise der Röhren je für sich parallel oder erstere mit letzteren in Kaskade geschaltet sein können.

D. R. P. 320 963. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 1. 1. 18, ausgegeben 7. 5. 20.

1. Schaltanordnung zum Betriebe von Hochfrequenzelektronenröhren mit mehrphasigem Wechselstrom unter Benutzung der Röhre als Gleichrichter, dadurch gekennzeichnet, daß die Anode in zwei oder mehr aus unter sich verbundenen Teilen bestehende Gruppen zerlegt ist, die, durch Blockkondensatoren überbrückt, für die Hochfrequenz als eine einzige Anode wirken und einzeln mit den Polen der Wechselstromquelle verbunden sind, und deren Teile räumlich so angeordnet sind, daß die Teile der einen Gruppe zwischen den Teilen der anderen Gruppe stehen.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Anode aus zwei bzw. mehr gitterförmig angeordneten Gruppen von Drähten gebildet ist.

D. R. P. 318 809. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 7. 8. 17, ausgegeben 11. 2. 20.

1. Einrichtung zur Inbetriebsetzung von Verstärkern und Schwingungserzeugern, insbesondere für drahtlose Telegraphie, gekennzeichnet durch einen Schalter, der bei Schließung des Glühfadenstromkreises einen Anlaßwiderstand stufenweise oder stetig ausschaltet oder die Batterie stufenweise einschaltet.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Ausschaltung des Anlaßwiderstandes zwangläufig mit der Umschaltung von unverstärktem auf verstärkten Empfang oder mit der Umschaltung von Empfangen auf Senden erfolgt.

D. R. P. 317 920. Theodor Meyenburg in Berlin-Friedenau. Vom 28. 10. 15, ausgegeben 31. 12. 19.

1. Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels Kathodenstrahlröhre, dadurch gekennzeichnet, daß die Erwärmung der die Ionisation der Entladestrecke bewirkenden Kathode nicht durch einen elektrischen Strom, sondern durch äußere Wärmezufuhr bewirkt wird.

2. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch

gekennzeichnet, daß die Erwärmung durch eine Spiritus- oder Benzinflamme erfolgt.

3. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Kathodenmaterial solche Metalle verwendet werden, die, wie Natrium, Kalium, Lithium, bei verhältnißmäßig geringer Wärmezufuhr eine Ionisation der Entladestrecke bewirken.

4. Ausführungsform der Einrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß der Mantel der Entladungsröhre aus Metall gebildet ist.

D. R. P. 317 895. Dr. Joseph Engl in Berlin-Grunewald, Hans Vogt in Berlin-Schöneberg und Joseph Massolle in Berlin-Friedenau. Vom 4. 4. 19, ausgegeben 7. 1. 20.

1. Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß eine elektrisch betriebene Strahlungsquelle ihre erzeugte Strahlungsenergie einer strahlungsempfindlichen Zelle zusendet, so daß diese zum Ausgangspunkt eines elektrischen Stromes wird, der durch eine elektrische Kopplung in einem solchen Sinn auf den Stromkreis der Strahlungsquelle zurückwirkt, daß die der Zelle zugeführte Strahlungsenergie geschwächt oder gänzlich aufgehoben wird, worauf wiederum infolge Verminderns oder Auslöschens der von der Zelle ausgehenden Steuerwirkung die elektrisch betriebene Strahlungsquelle ihre ursprüngliche Strahlungsintensität annimmt und das Spiel von neuem beginnt.

Literaturverzeichnis.

Admiralty Notice to Mariners 8, 1920. Wireless Meteorological Information to and from Ships at Sea.

Ammon, Karl, Ztschr. f. Fernmeldetechnik 1, 8, S. 95, 1920. Die Einstellung der Fernhörer.

Austin, L. W., Journ. Wash. Acad. Sc. **10**, S. 223, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 504, 1920. Musical Reception with Continuous Waves without Local Oscillations.

— **and F. G. Grimes,** ebenda S. 174. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 275, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 504, 1920. Notes on Beat Reception.

Bacon, F., El. Rev. **86**, S. 661, 1920. (Ref.) Thermionic Valves.

Bairsto, G. E., Proc. Roy. Soc. 96 A, S. 363, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 163, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 495, 1920. Conductivity and Dielectric Coefficient of Dielectrics at High Frequencies.

Bellini, E., Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 117, 1920. An Arrangement for Setting up Oscillations of a Single Frequency only.

Bridgman, P. W., Phys. Rev. (2) 14, S. 306, 1919. A Critical Thermodynamic Discussion of the Volta, Thermoelectric and Thermionic effects.

Brillouin, L., Bull. Soc. Fr. Él. 9, S. 555, 1919. Ref. Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 56, 1920. Sc. Abstr. 23B, S. 108, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 493, 1920. Electrical Measurements at High Frequency.

— and **G. A. Beauvais,** Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 118, 1920. (Ref.) Amplifier Detector for Wireless Telephony.

Bromwich, T. J. J'a., Phil. Trans. Roy. Soc. 220A, S. 175, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23A, S. 235, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 503, 1920. The Scattering of Plane Electric Waves by Spheres.

Catterson-Smith, J. K., Rad. Rev. 1, 10, S. 473, 1920. Notes on the Theory and Calculation of Audio Frequency Valve Magnifiers.

Claudy, C. H., Scient. Amer. 122, S. 513, 1920. A Telephone to Europe?

Coursey, Philip R., Rad. Rev. 1, 10, S. 492, 1920. Some of the Problems of Atmospheric Elimination in Wireless Reception.

Dodge, H. L., Phys. Rev. 15, S. 223, 1920, Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 513, 1920. A New Type of Non-Inductive Resistance.

Eccles, W. H. and J. H. Vincent, Proc. Roy. Soc. 96A, S. 455, 1920. Ref. Nature 104, S. 617, 1920. Sc. Abstr. 23B, S. 223, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 501, 1920. On the Variations of Wavelength of the Oscillations Generated by Three-Electrode Thermionic Tubes due to Changes in Filament Current.

El. Rev. 85, S. 675, 690, 1919. Empire Wireless Chain.

El. World 75, S. 565, 1920. Regulation of Radio by Department of Commerce Favoured.

— ebenda S. 565. Direct Commercial Wireless with England Established.

Elektrot. Umsch. 8, 13, S. 201, 1920. (Ref. über K. Zickler, E. u. M. 37, S. 449, 1919 und E. u. M. 38, S. 165, 1920.) Die Berechnung des Wechselstromwiderstandes von Eisenleitern mit kreisförmigem Querschnitt. — Die Berechnung des Wechselstromwiderstandes von massiven Eisenleitern beliebiger Querschnittsform.

— ebenda S. 206. (Ref. über Electrician 84, S. 118, 1920.) Tragbarer Mikrofaradmesser.

Elwell, Cyril F., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 3, S. 191, 1920. The Rome Radio Station of the Italian Navy.

Exper. Eng. Mag. 8, S. 310, 1920. The Construction of a Radio Frequency Transformer.

— ebenda S. 114, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 511, 1920. Constructional Details of the Double Condenser.

— ebenda S. 117. Data on the International Radio Oscillation Transformer.

Génie Civil 76, S. 83, 1920. Ref. Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 103, 1920. Production of Undamped Waves by Rhythmic Sparks.

Hammer, W., Ber. D. Naturf. Ges. Freiburg Br. 22, 2, 1920. Die Messung kleiner Kapazitäts- und Selbstinduktions-Änderungen mittels ungedämpfter Schwingungen.

Heaps, C. W., Phys. Rev. 15, S. 222, 1920, Amplification of Current in a Bunsen Flame.

Henry, W. J., Rad. Am. News 1, S. 270, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 509, 1920. The Priess Loop Sets.

Hoffmann, S. O., Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 75, 1920. (Ref.) The Detection of Invisible Bodies by means of Infra Red Rays.

Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 10, S. 490, 1920. The Generation of Large Powers at Radio Frequencies.

Hoyt-Taylor, A. and A. Crossley, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 3, S. 171, 1920. The Use of Ground Wires at Remote Control Stations.

Hulbert, E. O. and G. Breit, Phys. Rev. 15, S. 405, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 494, 1920. Measurements of Received Radio Currents with the Electrometer.

Hyslop, W. H. and A. P. Carman, Phys. Rev. 15, S. 243, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 494, 1920. An Undamped Wave Method of determining Dielectric Constants of Liquids.

Jensen, J. C., Phys. Rev. 15, S. 224, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 494, 1920. Some Laboratory Uses for the Contact Rectifier.

Jewett, L. R., Rad. Am. News 1, S. 272, 1919. Rev. Rad. Rev. 1, 10, S. 512, 1920. Caracteristics of Mica Transmitting Condensers.

Jones, J., Phil. Mag. 39, 233, S. 553, 1920. On the Period and Decrement of an Oscillatory Electrical Circuit provided with a Short-circuited Secondary.

Journal télégraphique 44, 6, S. 91, 1920. (Japon.) Règlement sur la télégraphie sans fil privée.

Latour, Marius, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 3, S. 220, 1920. Radio Frequency Alternators.

— Rad. Rev. 1, 10, S. 491, 1920. High Frequency Alternators.

Leyshon, W. A., ebenda S. 481. On the Effect of Changes in Filament Temperature, Grid Potential and Anode Potential on the Frequency of the Oscillations Generated by a Thermionic Valve.

Livens, G. H., Phil. Trans. Roy. Soc. 220 A, S. 207, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 286, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 502, 1920. On the Fundamental Formulations of Electrodynamics.

Marriott, R. H., Telegraph and Telephone Age 38, S. 4, 1920. Rev. Gén de l'Él. 7, S. 127, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 214, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 518, 1920. An Electrical Signalling Method for Guiding Craft.

Marumo, Noboru, Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 3, S. 199, 1920. Simultaneous Transmission and Reception in Radio Telephony.

Maurer, P., L'Électricien 35, S. 265, 1919. The Electrical Equipment of Aircraft.

— ebenda 50, S. 199, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 514, 1920. A Secret Telephone.

Minohara, T., Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 283, 1920. Ref. Techn. Rev. 6, S. 424, 1920. Sc. Abstr. 23 B, S. 202, 1920. Rad. Rev. 1, 10, S. 497, 1920. Characteristic Curves of Frequency Doublers applied to Radiotelegraphic Transmission.

Morecroft, John H., Proc. Inst. Rad. Eng. 8, 3, S. 239, 1920. Some Notes on Vacuum Tubes.

N. P. L. Rev. 1, S. 29, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 494, 1920. Electrical Measurement.

Nature 105, S. 370, 1920. Longitude by Wireless Telegraphy.

Pickard, G. W., Rad. Am. News 1, S. 337, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 507, 1920. Static Elimination by Directional Reception.

Rad. Am. News 1, S. 271, 1919. German Radio War Instruments.

Rankine, A. O., Phil. Mag. **39,** S. 482, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 513, 1920. On the Relation between Illumination and Electrical Conductivity in Selenium.

Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 135, 1919. The Times of Transmission and the Characteristics of the Principal Wireless Stations.

— ebenda 7, S 506, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 517, 1920. The Angereau System for the Reception of Signals on Locomotives.

Rogers, J. J., Telegraph and Telephone Age 37, S. 614, 1919. International Submarine and Radio Communication as Related to American Commerce.

Salinger, R., Telegr. u. Fernspr. Techn. **9,** 2, S. 28, 1920. Zur Kritik der Messungen mit dem Röhrenvoltmeter.

Schottky, W., ebenda S. 31. Eine Wechselstrom-Nullmethode zur Bestimmung der Gitterempfindlichkeit von Verstärkerröhren.

Scient. Amer. 121, S. 420, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 516, 1920. The Fusion of Tungsten.

Scott-Taggart, J., Wireless Age 7, S. 15, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 503, 1920. The Design of Multi-Stage Vacuum Tube Receiving Circuits.

Snyder, M. B., Gen. El. Rev. **23,** S. 208, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 518, 1920. Professor Elihu Thomsons Early Experimental Discovery of the Maxwell Electromagnetic Waves.

Souder, W. H. and **P. Hidnet,** Bull. Bur. Stand. **15,** S. 387, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 515, 1920. Thermal Expansion of Insulating Materials.

Sterns, M. W., Wireless Age 7, S. 17, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 512, 1920. Some Recent Developments in Radio Transmitters.

Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 2, S. 33, 1920. (Ref. über G. W. O. Howe, Rad. Rev. 1, 5, S. 225, 1920.) Der Hochfrequenzwiderstand von Drähten und Spulen.

— ebenda S. 84. (Ref. über J. Scott-Taggart, Wireless World 1919/20.) Empfangsverstärker für Funktelegraphie.

Thurn, H., Ztschr. f. Fernmeldetechnik 1, 8, S. 85, 1920. Drahtlose Telegraphie und Telephonie im Eisenbahndienst.

Underwood, E. G., Wireless Age 7, S. 25, 1919. A Medium-Wave Regenerative Receiver.

Vallauri, G., L'Elettrotecnica 7, S. 60, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 497, 1920. Methods of Using Triodes as Oscillation Generators.

Wireless Age 7, S. 10, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 217, 1920. The Annapolis Radio Station.

— ebenda S. 21. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 506, 1920. Radio Frequency Interference Balance.

— ebenda S. 23. Ref. Rad. Rev. 1, 10, S. 497, 1920. Radiophone Modulator.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreis erbeten.)

Diskussion im Anschluß an die Hochfrequenz-Vorträge auf der XVI. Jahresversammlung des Verbands Deutscher Elektrotechniker in Hannover.[1]) Dr.-Ing. Graf Arco behandelte in seinem Vortrag „Die drahtlose Nachrichtenübermittlung für Überlandwerke" die längs Starkstromleitungen gerichtete Hochfrequenztelephonie. Er zeigte in kurzem Umriß die technische Entwicklung und die wirtschaftliche Bedeutung dieser Anwendung der Hochfrequenztechnik und behandelte dabei eingehender die Kopplung der Hochfrequenzapparate mit der Leitung, sowie die Überbrückung der Starkstromtransformatoren durch parallel geschaltete abgestimmte offene Schwingungskreise.

In einem weiteren Vortrag zeigte Prof. K. W. Wagner die Schaltungen, Apparate und Amtseinrichtungen der von der Deutschen Reichspost eingeführten Hochfrequenztelephonie. In der Diskussion, die wegen ihrer allgemeinen Bedeutung hier ausführlicher wiedergegeben werden soll, behandelte Prof. Faßbender die technischen Probleme, die zum Teil noch der Lösung harren. Er wies darauf hin, daß die Hochfrequenz-Mehrfach-Telephonie ein Kind der Kriegszeit ist. Neben den Verdiensten, die sich die Post und vor allem Herr K. W. Wagner durch die Einführung des Systems erworben habe, erinnerte er deshalb an das Verdienst der Militärbehörden, speziell der unter der wissenschaftlichen Leitung von Max Wien stehenden Tafunk, die bereits im Sommer 1918 das System bei unserm Heer einzuführen begonnen hat und bereits vor dem Waffenstillstand 150 Mehrfach-Apparate nach dem von Faßbender und Habann entwickelten System nach einer sehr gründlichen Erprobung durch die vorgesetzten Dienststellen in Bestellung gegeben hatte. Inzwischen habe sich die Mehrfach-Telephonie und -Telegraphie in erfreulicher Weise weiter entwickelt. Während dieser Entwicklung seien neben den eminenten Vorteilen auch nicht unerhebliche Schwierigkeiten besonders hervorgetreten. Die Probleme, die z. T. noch der technischen Lösung warten, sind besonders folgende:

1. Störungen im Betrieb durch Oberwellen.
2. Allzugroße räumliche Dämpfung der zur Zeit verlegten Telephonkabel bei höheren Frequenzen.
3. Induktion von benachbarten Leitungen.

Auf den ersten Punkt ging Herr Faßbender diesmal nicht ein. Der Punkt 2, sagte er, sei von besonderer Wichtigkeit, wenn man bedenke, daß man besonders im Ausland z. B. der Schweiz energisch daran arbeite, das gesamte Freileitungsnetz nach und nach durch Kabel zu ersetzen und man somit sagen dürfe, daß dort die für die Hochfrequenz an sich besonders günstigen Freileitungen bereits auf dem Aussterbe-Etat stehen. Die Kabel, die wir als Papier-Luftkabel in der Telephontechnik verwenden, übten eine starke räumliche Dämpfung aus. Diese beruhte sowohl auf der Widerstandsdämpfung als auf der dielektrischen Dämpfung. Was die erstere anlange,

1) Vergleiche den vollständigen Abdruck der Vorträge und der Diskussion in einem der nächsten Hefte der E. T. Z.

so führe eine Unterteilung der Leiter, die gerade beim Kabel technisch leicht möglich sei, zu einer Lösung. Bezügl. der dielektrischen Verluste erinnerte er andererseits daran, daß das dielektrische Material Papier-Luft nach Gesichtspunkten ausgewählt wurde, die die Eigentümlichkeiten der Hochfrequenztechnk naturgemäß nicht berücksichtigten. Es sei also nicht erstaunlich, daß diese besonders mit Rücksicht auf kleine Kapazität gewählte Papier-Luft-Isolation hier bei der Hochfrequenztechnik kein ideales Dielektrikum darstelle. Nun hätten allerdings eingehende Versuche gezeigt, daß Papier in getrocknetem Zustand im Verhältnis zu den sonst zur Verfügung stehenden Materialien nicht sonderlich schlecht sei, aber die Entwicklung werde doch dazu führen, bei der Fabrikation der Kabel die speziellen Forderungen der Hochfrequenztechnik zu berücksichtigen. Es bestehe berechtigte Hoffnung, daß wir bald Kabelkonstruktionen haben werden, die eine wesentliche Verbesserung hinsichtlich der räumlichen Dämpfung bei Hochfrequenz zeigen.

Er kam nun zu dem letzten Punkt, nämlich zu der gegenseitigen Beeinflussung der Leitungen. Diese sei im praktischen Betrieb besonders unangenehm. Die Nachteile der gegenseitigen Induktion träten natürlich dann besonders auf, wenn die verwandten Anfangsenergien groß seien. Da man nun erklärlicherweise den Wunsch hat, auch schon im Entwicklungsstadium dieser neuen Technik möglichst große Reichweiten zu erzielen, so sei es zu verstehen, daß man relativ große Sende-Energien und große Empfangsempfindlichkeiten verwandt habe. Beides sei jedoch ganz besonders bedenklich. Erhöhte Sende-Energien erhöhten die gegenseitige Induktion und erhöhte Empfangsempfindlichkeit wirke im gleichen Sinne, da man dann bereits auch nur schwache induzierte Gespräche in den Nebenleitungen mit hören könne. Außerdem komme noch ein zweiter Nachteil hinzu, daß nämlich bei allzuhoher Empfangsempfindlichkeit auch Störungen von außerhalb, so die Telegramme von drahtlosen Stationen unter Umständen mitgehört werden könnten.

Die Nachteile der gegenseitigen Induktion gingen so weit, daß man bei großen Sende-Energien schon nicht mehr davon reden könne, daß die hochfrequenten Wellen längs einer bestimmten Leitung fortschreiten, sondern daß das ganze Gestänge als Träger der elektrischen Wellen diene. Das habe aber natürlich den Nachteil, daß man nun nicht mehr jede Leitung zur Mehrfachbelastung ausnutzen könne. Man kommt somit zu einer Mehrfach-Bündel-Telephonie und verläßt die Leitungstelephonie. Bei Kreuzungen von mehreren Gestängen oder Einführung von seitlich ankommenden Haupt- oder Nebenlinien in das benutzte Gestänge wird nicht nur das erstere durch die Mehrfachwellen belastet, sondern auch die Seitenlinien werden in gleicher Weise von den hochfrequenten Wellen induziert. Bei sehr großen Sende-Energien könne man deshalb zu einem Zustand kommen, den man schon als eine Gefahr für das ganze System bezeichnen müsse. Der Vortragende betonte dabei ausdrücklich, daß er damit nicht gegen ein Gebiet der Hochfrequenztechnik sprechen wolle, das ihm gerade besonders nahe liege, aber man müsse doch diese zu befürchtenden Nachteile klar ins Auge fassen und sie zu beheben suchen. Er habe persönlich den Eindruck, daß die Reichspostbehörde gerade im ersten Entwicklungsstadium von den ausführenden Firmen zu große Reichweiten verlangt habe, und damit die

Gefahr der Bündeltelephonie besonders begünstigt habe. Es komme hier nicht so sehr darauf an, verplüffende Anfangserfolge zu erzielen, als vielmehr das System sicher, wenn auch etwas langsam zu einem vollen und überlegenen Ersatz der Niederfrequenztelephonie durchzubilden. Es besteht nun ein einfaches Mittel hierzu, auf das Faßbender und Habann schon vor längerer Zeit hingewiesen haben. Es besteht darin, relativ kleine Sende-Energien und relativ kleine Empfangsempfindlichkeiten zu benutzen und die großen Reichweiten durch Zwischenverstärker zu erzielen. Nun gebe er gern zu, daß diese Zwischenverstärker technisch noch nicht genügend durchgebildet seien, aber um so mehr gebe dies Anlaß, diesen Apparaten und ihrer praktischen Anwendung unsere Aufmerksamkeit zuzuwenden. Mit der Verwendung kleinerer Energien habe man einen weiteren Vorteil, der nicht hoch genug geschätzt werden könne und der darin bestehe, daß die Apparatur nicht nur billiger wird, sondern vor allem geringeren Raum beansprucht. Wenn die zu bauenden Hochfrequenzämter, wie das wenigstens nach den vorgeführten Abbildungen zu befürchten sei, gegenüber Niederfrequenzämtern gleicher Leistung enorme räumliche Ausdehnung beanspruchen, dann wird man zwar einige Hauptlinien nach diesem System ausbauen können. Denke man aber daran, die Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie nach und nach in großem Maßstab einzuführen, dann müsse man anstreben, auch die räumlichen Abmessungen möglichst den Verhältnissen der jetzt gebräuchlichen Niederfrequenz-Telephonie anzupassen.

Dies seien, so schloß der Vortragende, einige Sorgen, die man bei der Einführung der Hochfrequenz-Mehrfachtelephonie nicht übersehen dürfe. Er sei überzeugt, daß bei der großen Energie, mit der jetzt Post, Wissenschaft und Industrie an diesem interessanten Problem arbeite, auch diese Fragen in Kürze bald restlos gelöst würden.

Im Verlauf der weiteren Diskussion erklärte Herr Ministerialdirektor Bredow, daß auch die Post das Bestreben, möglichst kleine Energien zu verwenden, billige und auch in der letzten Zeit in dieser Richtung arbeite. Von Herrn Dr. Rellstab wurde an die Vortragenden Wagner und Faßbender die Bitte gerichtet, sich über die Priorität zu äußern. Herr Wagner berichtete, daß die ersten Versuche über Mehrfach-Telephonie von einem Deutschen E. Ruhmer angestellt seien, daß dann der Amerikaner O. Squier 1911 ebenfalls an diesem Problem gearbeitet habe, daß aber eine technische Verwertung nicht möglich war und erst das von Telefunken entwickelte Generatorsystem die technische Entwicklung des Systems bis zur Einführung ermöglicht habe. Andrerseits wies Herr Faßbender darauf hin, daß zwar die Rückkopplung dem System einen gewaltigen Anstoß gegeben habe, daß aber auch andere ungedämpfte Generatoren mit Erfolg verwandt werden könnten. Neben dem Generator, seien es vor allen die technisch hochentwickelten Verstärker gewesen, die den Erfolg der praktischen Verwertung ermöglicht hätten. In dem letzten Entwicklungsstadium sei es aber vor allem auf die Anpassung des ganzen Systems an die Bedürfnisse des praktischen Betriebs angekommen. Hier wolle er betonen, daß von Faßbender und Habann ganz andere Wege eingeschlagen seien als von Ruhmer. Auch jener habe erkannt, daß die Hochfrequenzgeneratoren nicht beim Teilnehmer, sondern auf der Post aufgestellt werden könnten.

Er hat aber die hochfrequenten Ströme zum Teilnehmer weitergeleitet und hat dort diese hochfrequenten Ströme durch wechselweises Umschalten entweder mittels abgestimmter Mikrophonkreise beeinflußt oder durch Empfangskreise abgehört. Demgegenüber sei er und Habann so vorgegangen, daß die hochfrequenten Ströme auf die Strecke von Amt zu Amt beschränkt blieben, während der Verkehr von Teilnehmer zum Amt in der seitherigen Weise mit Niederfrequenz bestehen bleibt. Diese Methode sei allgemein aufgenommen worden.

Zum Schluß hielt es Herr Professor Mosler für angezeigt, in der Versammlung festzustellen, daß die Durchführung der Mehrfach-Telephonie und -Telegraphie in Zusammenhang mit dem Röhrensystem von Faßbender und Habann zuerst in Angriff genommen sei.

Einweihung der Groß-Funkstation Nauen. Am 29. September wurde in Gegenwart des Reichspräsidenten, zahlreicher Vertreter der Behörden, der Wissenschaft und der Industrie der Erweiterungsbau der Großstation Nauen offiziell dem praktischen Verkehr übergeben.

Der Festakt stellt einen Markstein in der wissenschaftlichen und technischen Entwicklung der drahtlosen Telegraphie dar. In den Jahren 1906—1920 hat sich die Nauener Anlage von einer 10-Kilowatt-Station zu einer Doppelanlage mit einer Nutzleistung von 400 und 150 KW. entwickelt. Es sei daran erinnert, daß Nauen gegenwärtig eine Reichweite von 20000 km besitzt und damit seine Zeichen von allen Orten der Erde aufgenommen werden können. Der amerikanische Verkehr benutzt die Station Chatham als Gegenstation, während die Nauen zugeordnete Empfangsstation in Geltow die Zeichen der amerikanischen Station Marien empfängt. Außer dem amerikanischen Verkehr erledigt Nauen einen ausgedehnten Verkehr mit europäischen Stationen. Die gegenwärtige Tagesleistung von Nauen beträgt 9000—10000 Worte.

Die technischen Daten von Nauen seien bei dieser Gelegenheit kurz zusammengestellt. Die große Antenne, die hier nur erwähnt werden soll, ist als T-Antenne von 2 km Länge gebaut und läuft über zwei Türme zu 250 m Höhe und an den Enden über je zwei Türme von 120 m Höhe. Die Kapazität der Antenne beträgt etwa 30000 cm, die Eigenschwingung 5000 m.

Der Generator ist als Maschinensender nach dem Induktortyp gebaut. Er liefert bei einer Klemmspannung von 450 Volt eine maximale Stromstärke von 1200 Ampere. Die Frequenz der Maschine beträgt 6000 Perioden. Vor der Umformung der Frequenz in den statischen Frequenztransformatoren wird die Spannung durch einen Transformator auf etwa 3000 Volt erhöht.

Die Grundfrequenz von 6000 Perioden entspricht einer Wellenlänge von 50000 m. Nach einmaliger Verdreifachung ergibt sich die feste Welle von 16670 m, nach zweimaliger Verdopplung die feste Welle 12500 m, nach einmaliger Verdopplung und einmaliger Verdreifachung die feste Welle 8335 m, endlich nach dreimaliger Verdopplung die feste Welle 6250 m.

Die Antennenenergie ist bei der Hauptwelle von 12600 m 410 KW.,

entsprechend einem Wirkungsgrad von 66 %. Die Stromstärke in der Antenne beträgt bei dieser Welle 400 Ampere.

Funkverbindung Deutschland—Holland. Deutschlands Funkverbindungen mit dem Ausland sind wiederum vermehrt worden. Seit kurzem findet ein Austausch von Funktelegrammen zwischen Deutschland und Holland durch die Funkstellen in Düsseldorf und Rotterdam bei ununterbrochenem Tages- und Nachtdienst statt. Die Wortgebühren sind dieselben wie für den Drahtweg, zurzeit also 40 Pf. bei gewöhnlichen Telegrammen und 20 Pf. bei Pressetelegrammen; auch sonst gelten die gleichen Bedingungen. Die für die Niederlande bestimmten Telegramme werden dem Telegraphenamt in Düsseldorf zugeführt, während der Funkverkehr mit Norwegen, Schweden, Spanien und Ungarn sich über die Funkleitung des Haupttelegraphenamts Berlin abwickelt.

Ein neuer technischer Betriebszweig der Telegraphenverwaltung. Die ständig wachsende Ausdehnung der Funkeinrichtungen und die Einführung der Hochfrequenztelegraphie und Telephonie auf Leitungen in der Reichstelegraphenverwaltung verlangt einen Stamm technisch ausgebildeter Beamten, die in der Wirkungsweise der hochfrequenztechnischen Einrichtungen und in den von ihnen zugrunde liegenden physikalischen Vorgängen gründlich ausgebildet sind. Zu diesem Zwecke hat das Reichspostministerium besondere Lehrgänge beim Funkbetriebsamt eingerichtet, in denen fachkundiges Lehrpersonal an der Hand von Musterapparaten und sonstigen Lehrmitteln den Unterricht erteilt. An der Ausbildung nehmen im Wechsel höhere und mittlere Beamte der Reichstelegraphenverwaltung teil, die sich nach Neigung und Befähigung für diesen neuen Dienstzweig eignen. Die Kurse sind mit Besichtigungen der Großfunkstellen, der Hochfrequenzbetriebseinrichtungen der Reichstelegraphenverwaltung und der funkentelegraphischen Industrieunternehmungen in Berlin und Umgebung unter fachkundiger Führung verbunden. Zukünftig sollen alle neueintretenden Anwärter für den höheren und mittleren Telegraphendienst von vornherein in der Hochfrequenztechnik in derselben Weise wie für die übrigen Zweige des Telegraphen- und Fernsprechdienstes ausgebildet werden.

Britisches Reichsfunknetz. (Nach The Radio Review.) Die Markonigesellschaft hat der englischen Regierung einen Vorschlag bezügl. den Ausbau des Reichsfunknetz vorgelegt. Die geplanten Haupt- und Nebenlinien sind folgende:

1. England—Indien, weiter nach Singapore, Australien und Neuseeland, mit einer Zweiglinie Singapore—Hongkong.
2. England—Egypten, weiter nach Ost- und Südafrika.

2a. England—Egypten—Indien—Singapore usw.

3. England—Westafrika und weiter nach Südafrika, mit einer Zweiglinie von Westafrika nach Südamerika.
4. England—Westindien.
5. England—Montreal—Vancouver.
6. Australien—Vancouver (zunächst nur Nachtdienst).

Die Verwendung ungedämpfter Schwingungen wird empfohlen. Apparate von 100 Kw.-Leistung (75 Kw.-Antennenleistung) stehen bereits zur Verfügung. Man rechnet mit Antennenströmen von über 300 Amp.

Persönliches. Prof. Dr. R. Franke, Dozent für Fernmeldetechnik an der Technischen Hochschule Berlin wurde zum a. o. Professor an der gleichen Hochschule ernannt.

Prof. Dr. Strecker ist zum Präsidenten für das neue telegraphentechnische Reichsamt ausersehen. Das neue Amt umfaßt das Telegraphen-Versuchs-Amt, das Telegraphen-Apparate-Amt und das Funkbetriebs-Amt.

Am 1. Oktober trat der Ministerialdirektor im Reichspostministerium, Wirklicher Geheimer Rat Köhler in den Ruhestand. Seiner Verdienste um die Pflege der Drahtlosen Telegraphie seitens der Reichspostbehörde sei besonders Erwähnung getan. 1912 war er Chef der Deutschen Delegation auf der Funkkonferenz in London.

Privatdozent Dr. ing. W. Schumann wurde als Extraordinarius für Technische Physik an die Universität Jena berufen.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

Band 16. November 1920. Heft 5.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Sonderabdrücke und Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Drahtlose Telegraphie im Raume.

Von **W. Burstyn.**

Einleitung.

Den F.-T.-Fliegern mußte es bald auffallen, daß die gegenseitige Empfangsstärke beim drahtlosen Verkehr zwischen Flugzeug und Erdstation auch bei gleich bleibender Entfernung sehr stark und scheinbar regellos schwankt. Die Herren Baldus, Buchwald und Hase haben die dafür geltenden Gesetze auf dem höchst mühevollen Wege der Messung zu erforschen gesucht und mit den ihnen zu Gebote stehenden reichen Mitteln der Flieger-Funker-Versuchsabteilung Döberitz eine Reihe wertvoller Ergebnisse gewonnen, die in ihren hier erschienenen Arbeiten niedergelegt sind.

Mir war von den k. u. k. Fliegertruppen dieselbe Aufgabe gestellt worden. Die Verhältnisse in Österreich lagen aber noch viel ungünstiger als in Deutschland, so daß an Messungen nicht zu denken und ich auf den Weg der Rechnung angewiesen war. Nur einige qualitative Versuche und Peilungen konnte ich anstellen, zum Teil in der Nähe von Wien, zum Teil mußte ich deswegen nach Polen (!) reisen.

Die vorliegende Arbeit entspricht ungefähr meinem dienstlichen Berichte vom 22. April 1918, der an die entsprechende militärische Stelle in Dentschland weiter gegeben worden ist.

Wie ich schon damals, als noch keine Messungen vorlagen, vermerkte, ist Übereinstimmung zwischen Rechnung und Wirklichkeit nur zu erwarten, „sofern die Flughöhe nicht zu gering (etwa über 1000 m) ist und die Entfernung etwa 200 km nicht übersteigt". Die Rechnung vernachlässigt nämlich die Unebenheiten und Ungleichmäßigkeiten des Geländes, die Erdkrümmung, atmosphärische Erscheinungen und vor allem die mittlere Leitfähigkeit des Erdbodens. Letztere wird als vollkommen angenommen. In einer folgenden Arbeit soll der Einfluß der mittleren Leitfähigkeit der Erde auf die Rechnungsergebnisse untersucht und gezeigt werden, daß die Abweichungen der Messungen von der Theorie damit zu erklären sind.

Die in der Arbeit vorkommenden stereometrischen Rechnungen hat Herr Hofrat Prof. Dr. E. Müller von der Technischen Hochschule in Wien teils ausgeführt, teils kontrolliert; für seine freundliche Hilfe sei ihm auch an dieser Stelle bestens gedankt.

A. Flugzeug und ungerichtete Erdstation.

1. Bezeichnungen.[1])

b = räumlicher Abstand zwischen Erdstation und Flugzeug.
a = horizontaler Abstand zwischen Erdstation und Flugzeug.
α = Abgangswinkel der Flugzeugantenne gegen die Horizontale.
β = Erhöhungswinkel, unter dem das Flugzeug von der Erdstation aus erscheint.
φ = Winkel zwischen der Horizontalprojektion des Sehstrahles Erdstation—Flugzeug und der Flugzeugantenne. (Für das wegfliegende Flugzeug ist $\varphi = 0$).
k = Proportionalitätsfaktor.
S = Empfangsstärke (Strom in der empfangenden Antenne).

Unter α ist nicht eigentlich der Abgangswinkel der Flugzeugantenne zu verstehen, sondern jener Winkel, den die Achse des äquivalenten Dipols mit der Horizontalen einschließt. Die Berechnung desselben kann nach den vom Verfasser früher angegebenen Grundsätzen[2]) erfolgen, wenn die Form der Antenne im Fluge bekannt ist. Sie wurde von Herrn R. Baldus[3]) in Döberitz auf photographischem Wege bestimmt. Da der Luftdraht eine unten hohle Kurve bildet, ist α ein wenig (etwa 1 bis 2 Grade) größer, als der Abgangswinkel. Die Abhängigkeit von der Wellenlänge ist zu vernachlässigen.

Der eine Schenkel des Winkels φ ist zu definieren als Projektion des der Antenne äquivalenten Dipols auf die Horizontale. Da bei Seitenwind die Flugrichtung mit der Flugzeugachse nicht zusammenfällt, stimmt er selbst bei geradlinigem Fluge nur bei Windstille mit der Flugrichtung überein, und auch dann nur angenähert, da der Wirbelwind des Propellers den Luftdraht ein wenig — immerhin um einige Grade — seitlich ablenkt.

2. Grundlagen der Rechnung.

Bekanntlich spiegelt ein vollkommener Leiter die elektrischen Wellen. Es braucht daher nicht nachgewiesen zu werden, daß jede Charakteristik der drahtlosen Fernwirkung für metallische Erde die

1) Ich passe mich denen der Herren Buchwald und Hase an, um bequemen Vergleich zu ermöglichen.

2) Vgl.: „Die Strahlung und Richtwirkung einiger Luftdrahtformen im freien Raume" (Jahrb. 13, S. 362).

3) Seine Arbeit soll demnächst im Jahrbuche erscheinen.

gleiche ist wie für zwei in freiem Raume schwebende Dipole. Die vereinfachte Aufgabe läuft also darauf hinaus, die Verkehrscharakteristik zweier solcher in beliebiger Lage zueinander befindlicher Dipole zu berechnen. Der zunächst behandelte Fall „Flugzeug ungerichtete Erdstation" ist nur scheinbar der einfachste.

Die Empfangsstärke S muß nach dem bekannten Strahlungsgesetze proportional sein:

1. dem Reziproken des räumlichen Abstandes b zwischen beiden Dipolen;
2. dem Sinus des Winkels ξ, welchen die Strahlungsrichtung mit der Achse des sendenden Dipoles einschließt („Ausstrahlungswinkel");
3. dem Sinus des Winkels η, welchen die ankommenden elektrischen Kraftlinien mit der Achse des empfangenden Dipoles einschließen („Aufnahmewinkel").

Die Empfangsstärke beträgt daher

$$S = k \cdot \frac{1}{b} \cdot \sin \xi \cdot \sin \eta \tag{1}$$

Die Reziprozität zwischen Sender und Empfänger drückt sich dadurch aus, daß das Produkt $\sin \xi \cdot \sin \eta$ dasselbe bleibt, ob man den einen oder anderen Dipol als Sender betrachtet. Die Winkel ξ und η lassen sich durch elementare stereometrische Rechnung finden. Bei der Berechnung von η ist zu bedenken, daß die elektrischen Kraftlinien Meridiane einer Kugel sind, in deren Mittelpunkt und Polachse der sendende Dipol liegt.

3. Ableitung der Charakteristik-Formel.

Es möge das Flugzeug als Sender, die Erdstation als Empfänger gelten. Dann beträgt

$$\cos \xi = \sin \alpha \cdot \sin \beta + \cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot \cos \varphi \tag{2}$$

$$\sin \eta = \frac{\sin \alpha - \cos \xi \cdot \sin \beta}{\sin \xi} \tag{3}$$

$$b = \frac{a}{\cos \beta} \tag{4}$$

Diese Werte, in Gleichung (1) eingesetzt, ergeben nach leichter Umformung

$$S = k \cdot \frac{\cos^3 \beta}{a} (\sin \alpha - \cos \alpha \cdot \tan \beta \cdot \cos \varphi) \tag{5}$$

Dies ist die gesuchte Formel, aus der sich der Relativwert der Empfangsstärke für jede beliebige Stellung des Flugzeuges berechnen läßt.

4. Diskussion der Charakteristik-Formel.

a) Das Flugzeug fliegt geradlinig in gleichbleibender Höhe h.

Dann ist

$$a = \frac{h}{\tan \beta} \tag{6}$$

und Gleichung (5) wird zu

$$S = k \cdot \frac{1}{h} \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta (\sin \alpha \cdot \cos \beta - \cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos \varphi) \tag{7}$$

Überfliegt das Flugzeug die Station genau, so ist $\varphi = 0$ und

$$S = k \cdot \frac{1}{h} \cdot \frac{\sin 2\beta}{2} \cdot \sin (\alpha \mp \beta) \tag{8}$$

Dabei gilt das negative Vorzeichen für das wegfliegende Flugzeug.

Fig. 1 zeigt die berechneten Kurven für die Fälle, daß das Flugzeug genau die Erdstation überfliegt (ausgezogene Kurve) und daß es

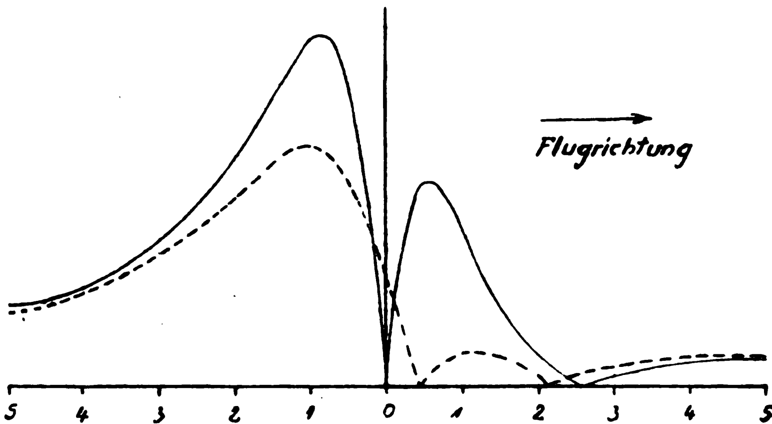


Fig. 1.

in einem seiner Flughöhe gleichen Horizontalabstande c bei ihr vorbeifliegt (punktierte Kurve).

Wenn das Flugzeug nahe bei der Erdstation vorbeifliegt, geht also die Empfangsstärke zweimal durch Null und zwar an jenen Stellen, die durch die Gleichung

$$\sin 2\varphi = \frac{2c}{h} \cdot \tan \alpha \tag{9}$$

gegeben sind, wobei c den kürzesten Horizontalabstand zwischen Erdstation und Flugzeug bedeutet. Diese beiden „Minima" verschwinden und das zwischen ihnen liegende kleine Maximum wird zum Minimum, sobald

$$\frac{h}{c} \geqq 2 \tan \alpha \tag{10}$$

das ist, wenn (für $\alpha = 21^0$) das Flugzeug den Sichtwinkel β von $37{,}5^0$ nicht übersteigt.

Beim Anflug tritt also immer ein Maximum auf, und zwar das größte. Beim Wegflug treten 3 oder 2 niedrigere Maxima auf, je nachdem das Flugzeug nahe oder entfernt vorbeifliegt.

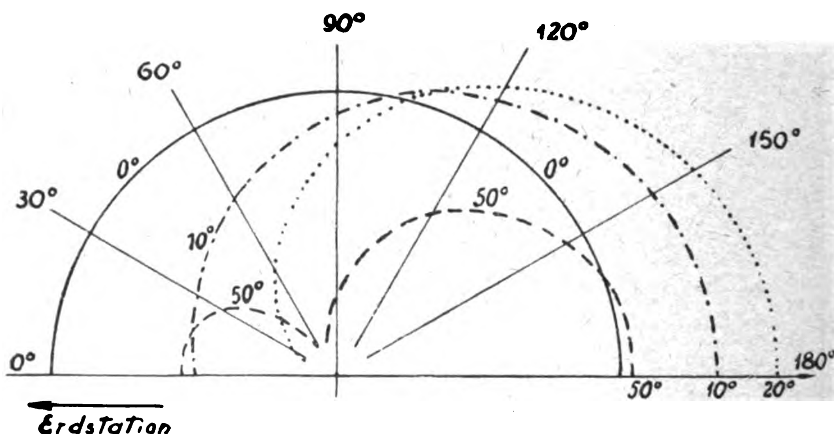


Fig. 2.

Es ist zu beachten, daß die Nullwerte in beiden Kurven nicht etwa flache Minima sind, sondern scharfe Spitzen. Der Empfangsstrom erleidet an diesen Stellen einen Phasenwechsel, und das zwischen den beiden Nullwerten liegende Stück der Kurven wäre eigentlich unterhalb der X-Achse zu zeichnen; die Kurven erschienen dann stetig.

Der Nullpunkt für $\beta = \alpha$ beim genauen Überfliegen gibt ein bequemes Mittel zur Bestimmung von α. Bei ungenauem Überfliegen wird α zu groß gefunden. Meine Versuche ergaben eine Genauigkeit der Bestimmung auf $^1/_2$ bis 1 Grad und Übereinstimmung mit jenen

Werten, die sich durch Berechnung der Dipolachse[1]) aus den von Herrn Baldus[2]) auf photographischem Wege festgestellten Antennenformen ergeben.

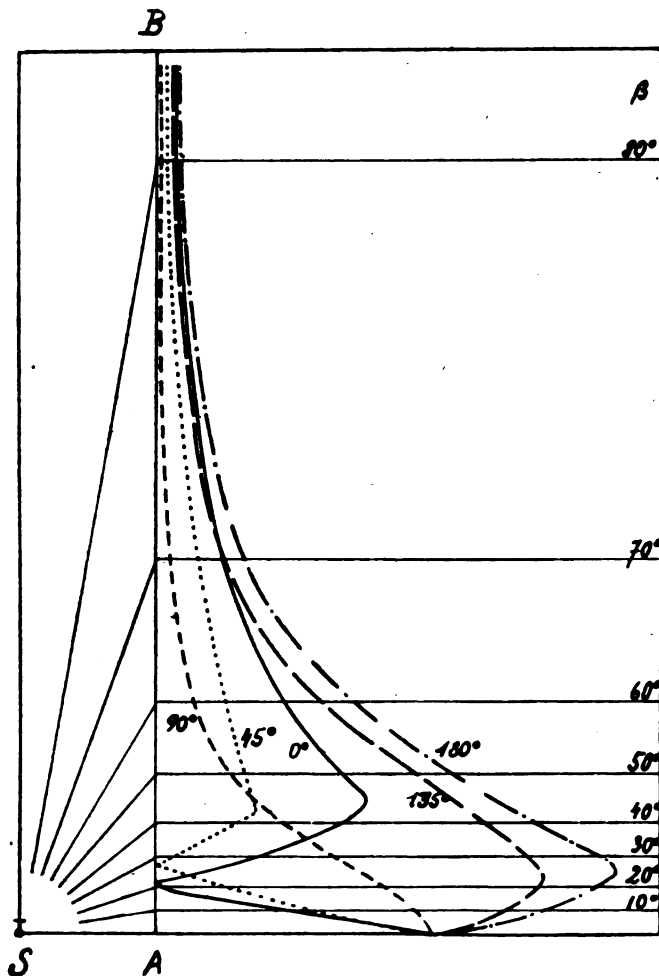


Fig. 3.

b) Das Flugzeug dreht sich auf der Stelle.

In Gleichung (5) ist dann β und α konstant zu setzen. Fig. 2 stellt die Kurven für verschiedene Höhenwinkel β dar. Für $\beta = 0$

1) Vgl. Jahrb. 13, S. 366.
2) Erscheint demnächst im Jahrbuch.

(Flugzeug auf dem Erdboden) ist die Kurve ein Kreis; sie wird mit steigendem β immer exzentrischer und bildet 2 Schleifen, sobald $\beta > \alpha$.

c) Das Flugzeug steigt auf der Stelle.

Aus Fig. 3 ist die Änderung der Empfangsstärke mit der Höhe für verschiedene Flugrichtungen φ zu entnehmen. Auf der linken Seite der Figur bedeutet S die Erdstation, AB die Senkrechte, in der das Flugzeug steigt. AB ist gleichzeitig als Abszissenachse zu denken, von der die Abstände zur Kurve als Ordinaten zählen.

d) Orte gleicher Empfangsstärke.

Fig. 4 zeigt für verschiedene Flugrichtungen jene Orte, an denen das Flugzeug gleich stark empfängt. Die Vektoren der Kurve drücken

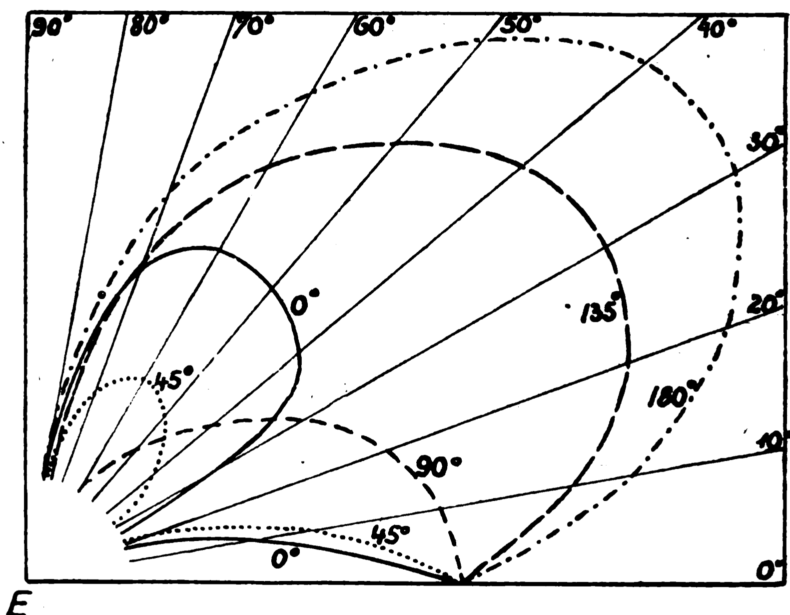


Fig. 4.

natürlich gleichzeitig die Empfangsstärke S für verschiedene Richtungen β aus.

Für kleine Sichtwinkel β gilt, daß die Empfangsstärke für ein heranfliegendes Flugzeug mit zunehmendem β steigt, für ein wegfliegendes abnimmt.

5. Vergleich mit den Messungen.

Die Messungen der Herren Baldus, Buchwald und Hase stimmen[1]) mit den Ergebnissen der Theorie mindestens qualitativ überein. Die quantitativen Unterschiede sind allerdings manchmal beträchtlich. Ein Teil derselben ist m. E. auf der Seite der Messungen zu suchen. Erstens ist ihre Genauigkeit vielfach zur Kontrolle zu gering, zweitens sind die Grundlagen unverläßlich. Es ist bedauerlich, daß ähnliche Versuche nicht von einer Schiffstation aus über der Meeresoberfläche gemacht werden konnten. Auf dem Lande stören Wasserläufe, Telegraphendrähte, Eisenbahnschienen usw. die Reinheit der Verhältnisse in unabsehbarer Weise. Z. B. ist die Asymmetrie der Kurve Fig. 7, Seite 111, keinesfalls „Ungleichmäßigkeiten des im Flugzeuge verteilten Gegengewichtes" zuzuschreiben, sondern unbeabsichtigten Richtwirkungen der Erdstation. Eine Telegraphenleitung, die irgendwie in der Nähe der Erdstation vorbeiführt, genügt völlig zur Erklärung einer solchen Asymmetrie und kann noch stärkere (aber nicht in die Augen springende) Fehler in der dazu senkrechten Achse der Kurve hervorbringen. Auch daß in Fig. 8 des Aufsatzes „Energetische Messungen usw." der Herren Baldus und Hase die Empfangsstärkenkurve schon vor dem Augenblick des Überfliegens auf Null sinkt, kann kaum anders als durch solche Unreinheit der Versuchsbedingungen erklärt werden.

In der Nähe einer Stadt ist es vollkommen unmöglich, auf dem flachen Lande schwierig genug, einen Ort zu finden, an welchem derartige oder Peilversuche einwandfrei angestellt werden können.

Unter den gegebenen Verhältnissen stellen die Versuche in Döberitz und Lärz das Menschenmögliche dar und werden wohl kaum in absehbarer Zeit überboten werden. Freilich würden viel weniger Versuche genügt haben, wenn sie schon an Hand der Theorie ausgeführt worden wären.

Eine deutliche, durch die Versuche erwiesene Abweichung von der Theorie ist die viel größere Abnahme der Empfangsstärke mit der Entfernung (vgl. die Tabelle auf Seite 108 des Jahrb.). Ich vermute, daß die Absorption der sich fortpflanzenden Wellen durch die Erde nur zum Teil dafür verantwortlich zu machen ist, und werde in einem späteren Aufsatze auf diese Frage zurückkommen.

---

1) Vgl. deren Aufsätze im Jahrb. Bd. 15, Heft 2 und folgende.

B. Flugzeug und Flugzeug.

Die zwei miteinander verkehrenden Flugzeuge haben die Ordnungszahlen 1 und 2. Demgemäß wird α_1 und α_2 unterschieden. Die Verbindungslinie beider Flugzeuge schließt mit der Horizontalen den Winkel β ein. Ebenso ist φ_1 und φ_2 auf die Verbindungslinie zu beziehen.

Die nach rein stereometrischen Regeln verallgemeinerte Formel (5) ergibt für die Empfangsstärke beim Verkehr zwischen beiden Flugzeugen

$$\left.\begin{aligned} S = \frac{k}{b}\,[\cos\alpha_1\cdot\cos\alpha_2\cdot\cos(\varphi_1-\varphi_2)+\sin\alpha_1\cdot\sin\alpha_2 \\ -(\cos\alpha_1\cdot\cos\varphi_1\cdot\cos\beta-\sin\alpha_1\sin\beta) \\ (\cos\alpha_2\cdot\cos\varphi_2\cos\beta-\sin\alpha_2\cdot\sin\beta)] \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Die Formel vereinfacht sich nur wenig, wenn beide Flugzeuge gleiche Luftdrähte führen, also $\alpha_1 = \alpha_2$ wird.

Hervorzuheben sind folgende Fälle:

1. Die Flugzeuge fliegen in derselben Richtung und in gleicher Höhe. Aus Fig. 5 sind die Orte gleicher Empfangsstärke für $\alpha_1 = \alpha_2 = 21^0$

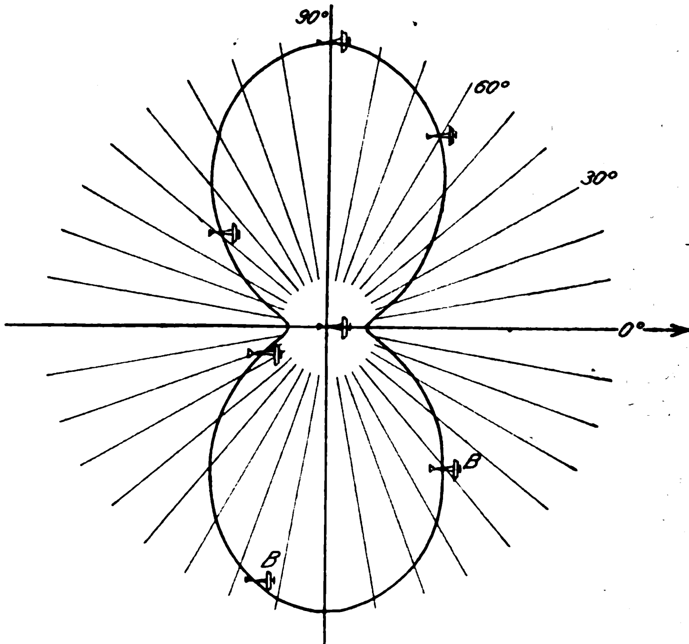


Fig. 5.

zu ersehen. Beim Hintereinanderfliegen ist sie etwa 7 mal kleiner als beim Nebeneinanderfliegen in gleichem Abstande.

2. Die Flugzeuge fliegen in derselben Richtung und in der gleichen vertikalen Ebene. Fig. 6 zeigt die Orte gleicher Empfangsstärke. Sie kann bis auf Null sinken.

Diesbezügliche messende Versuche sind wohl niemals ausgeführt worden; sie würden auf fast unüberwindliche Schwierigkeiten stoßen.

C. Das Anpeilen von Flugzeugen.

1. Luftzeug und senkrechte Schleife.

Der Luftdraht einer Peilstation besteht entweder aus einem horizontalen Drahte oder einer vertikalen geschlossenen Schleife oder Zwischenformen. Der genauen Rechnung zugänglich ist nur die geschlossene Schleife im freien Raume bzw. über metallischer Erde.

Der Winkel, den die Fläche der um eine senkrechte Achse drehbaren Schleife mit der Horizontalprojektion der Verbindungslinie Peil-

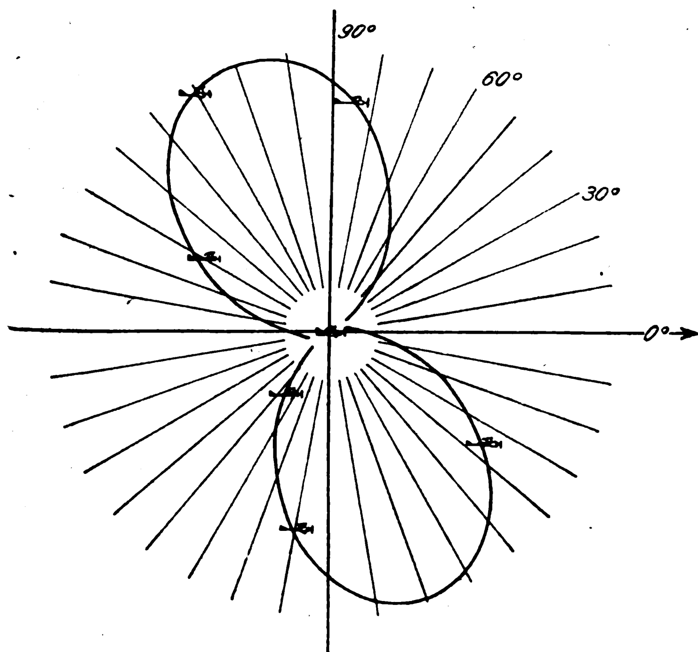


Fig. 6.

station—Flugzeug einschließt, heiße ε und werde im selben Sinne gezählt wie φ. Die übrigen Bezeichnungen bleiben dieselben.

Die Empfangsstärke S ist wieder durch eine der Gleichung (1) entsprechende Formel auszudrücken. Betrachtet man das Flugzeug als Sender, so ist jedoch statt η jener Winkel χ einzusetzen, den die Linien des magnetischen Strahlungsfeldes mit der magnetischen Achse der Schleife einschließen. Es ist also

$$S = k \cdot \frac{1}{b} \cdot \sin \xi \cdot \sin \chi \qquad (12)$$

Auf stereometrischem Wege findet man

$$\sin \chi = \frac{-\cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos(\varepsilon + \varphi) + \sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \cos \varepsilon}{\sin \xi} \qquad (13)$$

Dies und Gleichung (4) in (12) eingesetzt, ergibt

$$S = k \cdot \frac{\cos \beta}{a} [-\cos \alpha \cdot \sin \beta \cdot \cos(\varepsilon + \varphi) + \sin \alpha \cdot \cos \beta \cdot \cos \varepsilon] \qquad (14)$$

Diese Formel ergibt eine ganz andere Abhängigkeit der Empfangsstärke von der gegenseitigen räumlichen Lage als Formel (5). Ihre Diskussion möge aber nur in jener Richtung durchgeführt werden, wie es die Berechnung der Mißweisung beim Anpeilen von Flugzeugen verlangt.

Der Vorgang beim Anpeilen entspricht, gleichgültig, ob er wirklich so oder in anderer Weise (viele Schleifen mit Umschalter, Koppelungsgoniometer) erfolgt, einer Drehung der Schleife um eine senkrechte Achse, bis der Sender nicht mehr gehört wird. Wäre der Sender eine Erdstation, so würde dann die Schleife senkrecht auf die Richtung zur selben stehen, also $\varepsilon = 90^0$ sein. Beim Flugzeuge ist dies jedoch nicht allgemein der Fall, vielmehr erhält man eine Mißweisung

$$\mu = 90^0 - \varepsilon_0 \qquad (15)$$

2. Die Mißweisung.

Die Empfangsstärke verschwindet, wenn in Gleichung (14) die Summe innerhalb der eckigen Klammer gleich Null wird. Daraus folgt nach einfacher Umrechnung

$$\operatorname{cotan} \varepsilon_0 = \tan \mu = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi - \dfrac{\tan \alpha}{\tan \beta}} \qquad (16)$$

Eine Mißweisung ist also nur in folgenden Fällen nicht vorhanden:

1. Wenn $\varphi = 0^0$ oder $\varphi = 180^0$ beträgt, d. i. wenn das Flugzeug genau zur Peilstation oder von ihr wegfliegt.
2. Wenn $\beta = 0$ ist, also das Flugzeug in niedrigem Winkel erscheint.
3. Wenn $\alpha = 90^0$ beträgt, d. h. wenn die Flugzeugantenne einem senkrechten Dipol entspricht.

Bei der Diskussion der Formel (16) ist zu unterscheiden, ob β größer oder kleiner als α ist.

Für $\beta > \alpha$ gibt es immer eine Flugrichtung, für welche der

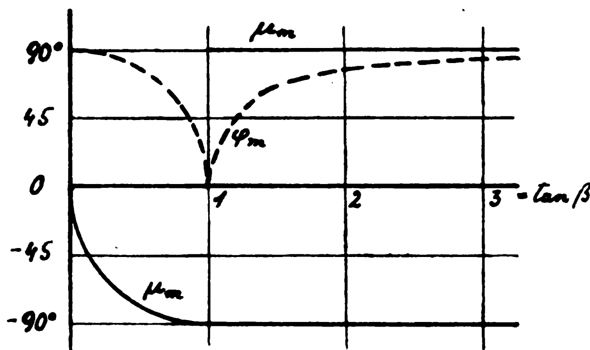


Fig. 7.

Nenner von Gleichung (16) gleich 0 und die Mißweisung 90^0 wird; sie ist gegeben durch

$$\cos\varphi = \frac{\tan\alpha}{\tan\beta} \tag{17}$$

An dieser Stelle springt die Mißweisung von -90^0 auf $+90^0$; die Empfangsstärke beträgt dabei 0.

Im allgemeinen wird es sich aber um das Anpeilen weit entfernter Flugzeuge handeln, für welche $\beta < \alpha$, somit der Nenner von Gleichung (16) und μ negativ sind. Die Mißweisung hat dann das entgegengesetzte Vorzeichen wie φ, oder mit anderen Worten, die Peilstation vermutet das Flugzeug hinter seinem wahren Orte.

Die größte Mißweisung tritt dabei, wie man durch Differentiation findet, für

$$\cos\varphi_m = \frac{\tan\beta}{\tan\alpha} \tag{18}$$

ein. Sie beträgt dann $\mu_m = \varphi_m - 90^0$, also immer weniger als 90^0.

Für niedrig oder entfernt fliegende Flugzeuge ($\beta \cong 0$) ist die

Mißweisung bei $\varphi = \pm 90^{0}$, also beim Umkreisen der Station am größten und beträgt, für ein Flugzeug, dessen $\alpha = 21^{0}$ ist, 2,6 β.

Den Zusammenhang zwischen β, φ_m und μ_m zeigt Fig. 7.

Aus Fig. 8 sind die Mißweisungen eines sich auf der Stelle drehenden Flugzeuges ($\alpha = 21^{0}$) zu ersehen für die Fälle, daß tan β

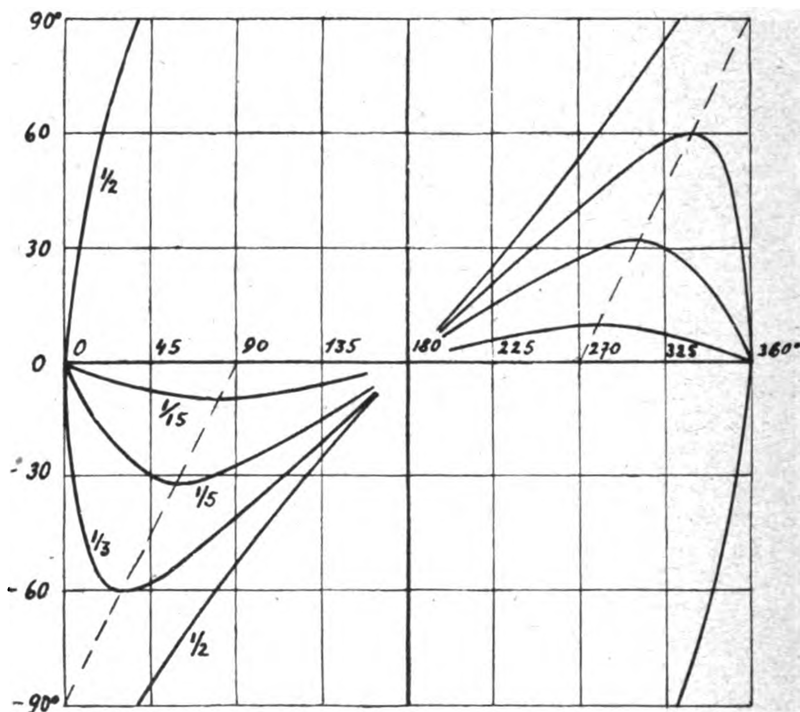


Fig. 8.

die Werte $\frac{1}{15}$, $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{3}$ und $\frac{1}{2}$ annimmt. Die Maxima liegen für $\beta < \alpha$ auf der punktiert eingezeichneten Geraden.

Die nachstehende Tabelle gibt beispielsweise die berechnete Mißweisung (ohne Rücksicht auf ihr Vorzeichen) für ein in 5000 m Höhe fliegendes Flugzeug in Abhängigkeit von seiner Entfernung und Flugrichtung an.

Entfernung km	β	Mißweisung in Graden für φ = 45°	90°	135°	Die max. Mißweisung beträgt Grade	für φ =
5	45	66	69	33,5	90	67
10	26,5	85	53	26	90	50
20	14	40,5	33	17,5	41	49
40	7	17	18	10,5	19	71
100	3	6	7,5	5	7,5	83
200	1,5	3	4	2,5	4	86

So interessant die Gesetze der Mißweisung sind, so wenig Nutzen bringt ihre genaue Kenntnis. Für die Praxis des Peilens lehrt die Theorie weiter nichts, als daß sich ein Flugzeug mit nachgeschlepptem Luftdrahte, dessen Flugrichtung unbekannt ist, mit Hilfe einer Schleife (und aller bekannten Peilantennen) nur dann einigermaßen genau peilen läßt, wenn es sehr weit entfernt fliegt.

3. Vergleich zwischen Theorie und Messung.

Bei allen Versuchen über Mißweisung, welche mir bekannt geworden sind, und bei den wenigen, die ich selbst ausführen konnte, kamen als Peilantennen nicht Schleifen, sondern angenähert horizontale Drähte (Erdantennen) in Verwendung. Wie in einem späteren Aufsatze gezeigt werden soll, verhalten sich solche Antennen nur angenähert wie Schleifen. Qualitativ hat sich aber die Theorie auch für die üblichen Peilstationen als richtig erwiesen.

Auf den besonderen Fall der Schellerschen Anordnung hat E. Buchwald[1]) meine Anschauungsweise angewandt, jedoch die Rechnung etwas anders geführt. Seine Ergebnisse bestätigen die Theorie sogar angenähert quantitativ für größere Flughöhen.

4. Mißweisungsfreie Peilstationen.

Die Beschreibung praktisch ausführbarer Peilstationen ohne Mißweisung soll in einem späteren Aufsatze folgen. Hier möge nur eine Anordnung dargelegt werden, welche theoretisch und wahrscheinlich auch praktisch ein Flugzeug nicht nur mißweisungsfrei zu peilen (d. h. die Richtung seiner Projektion auf die Erdoberfläche festzustellen), sondern auch seine Richtung im Raume (d. h. den Winkel β) zu bestimmen gestattet.

In ihrer einfachsten Form besteht eine solche „Raumpeilstation"

1) „Über die Wirkung von Schellers drahtlosem Kursweiser auf das Flugzeug", Jahrb. 15, Seite 114 u. ff.

aus 2 Antennen, nämlich einem elektrischen und einem magnetischen Dipol. Ersterer wird z. B. durch einen gestreckten Draht, in dessen Mitte sich der Detektor befindet, letzterer durch eine geschlossene Schleife verwirklicht. Beide seien in jede beliebige Stellung drehbar und so weit voneinander entfernt, daß sie sich gegenseitig nicht beeinflussen. Der elektrische Dipol empfängt am stärksten, wenn er in die Richtung des ankommenden elektrischen Feldes gebracht wird, die Schleife, wenn ihre Fläche senkrecht auf das ankommende magnetische Feld steht. Nun sind die ankommenden elektrischen und magnetischen Kraftlinien Meridiane bzw. Parallelkreise einer Kugel, in deren Mitte koaxial sich der Sender befindet. Hat man also Dipol und Schleife auf stärksten Empfang eingestellt, so findet man die Richtung des Senders als Schnittlinie der Dipoläquator- und der Schleifenebene.

Selbstverständlich kann man dabei auch statt auf das Empfangsmaximum auf das Nullminimum einstellen. Man dreht z. B. die Schleife fortwährend um eine durch ihre Ebene gehende Achse und sucht unter langsamer Drehung dieser Achse jene Lage derselben auf, bei welcher man in keiner Stellung empfängt; die Achse gibt dann die Richtung des ankommenden magnetischen Feldes an. — Auch kann man statt jeder der beiden Antennen je 2 verwenden, die nur um feste Achsen (z. B. vertikale und horizontale) drehbar sind, so daß 4 Einstellungen auf die Empfangsstärke Null vorzunehmen sind.

Bei Anwendung moderner Verstärker brauchen Schleife und Luftdraht kaum über 1 m lang zu sein. Sie wären einige Meter über dem Erdboden anzuordnen und dieser auf einen Halbmesser von höchstens 50 m durch ein weitmaschiges Drahtnetz „spiegelnd“ zu machen.

Zusammenfassung.

Die aus einem nachgeschleppten Drahte bestehende Flugzeugantenne ist als Dipol aufzufassen, der etwa 20° Neigung gegen die Horizontale besitzt. Infolge dieser Lage zeigt er eine starke Richtwirkung, die sich in einer sehr komplizierten räumlichen Charakteristik äußert. Dieselbe ist auch von der Luftdrahtart der Gegenstation abhängig.

Unter vereinfachenden Annahmen läßt sich die Formel für diese Charakteristiken aus der geometrischen Lage beider Luftdrähte berechnen. Die Rechnung wird für die Fälle, daß die Gegenstation eine ungerichtete Erdstation, ein Flugzeug und eine Peilstation ist, durch-

geführt. Letztere Rechnung ergibt weiterhin die Mißweisung beim Anpeilen eines Flugzeuges. — Die Ergebnisse der Rechnung werden mit den Messungen der Herren Baldus, Buchwald und Hase verglichen.

Schließlich wird ein Verfahren zur „Raumpeilung" beschrieben, welches nicht nur die horizontale, sondern auch die räumliche Richtung eines Flugzeuges zu bestimmen gestattet.

Über eine Methode zur Herabsetzung der atmosphärischen Empfangsstörungen[1]).

Von Walther Gerlach.

Bekanntlich wirken die atmosphärischen Störungen so, als ob sie von kräftigen, aber sehr stark gedämpften Entladungen herrührten. Durch sie wird die Antenne mit dem Empfänger, also das ganze Empfangssystem in seiner Eigenschwingung erregt. Hierin ist die Schwierigkeit der Entfernung atmosphärischer Störungen aus dem primären Empfangssystem bedingt. Die meisten Methoden zur Störungsbefreiung versuchen ihre Unschädlichmachung in Zwischenkreis- und Detektorschaltungen, oder durch Verwendung von akustischen Siebsystemen.

Die Einschaltung von schwach gedämpften Zwischenkreisen zwischen Antennen- und Detektorkreis ist deshalb nur wenig wirksam, weil diese mit dem Antennensystem in Resonanz sind und die Antenne gerade in dieser Frequenz von den Störungen angeregt wird. Auch viele Versuche mit akustischen Siebsystemen, z. B. Resonanzröhren, welche auf den Ton der sendenden Station abgestimmt sind, geben — vor allem bei Hörempfang — keine befriedigenden Resultate. Hier erregen die Störungen den Eigenton des akustischen Systemes, so daß statt der gewünschten Verbesserung vielfach eine Verschlechterung des Empfangs erzielt wird, indem zwischen Zeichen und Störungen, welche nun in gleichem Ton erschallen, nicht mehr unterschieden werden kann.

Anläßlich der systematischen Untersuchung der Wirksamkeit von Methoden zur Verbesserung des drahtlosen Empfangs, vor allem auch des Schreibempfangs, wurden Empfangsmessungen mit Detektor und Galvanometer, und mit Thermoelement und Galvanometer entweder mit oder ohne Verstärker ausgeführt. Es zeigte sich hierbei sofort eine

1) Die Versuche sind im Jahre 1916 in der Versuchsstation Jena der Kgl. preußischen technischen Abteilung der Funkertruppen ausgeführt worden.

prinzipielle Verschiedenheit von zwei Arten von Störungen: die eine besteht aus sehr kurzen, sehr heftigen, die andere Art aus meist weniger starken, aber länger andauernden Erregungen. Ihre Trennung gelang durch die verschiedene Trägheit der beiden Messungsapparaturen. Der Galvanometer hatte stets eine Schwingungsdauer von $\sim 1''$. Die Empfindlichkeit des Vakuumthermoelements, zu dem mir Herr H. Hausrath-Karlsruhe in liebenswürdiger Weise Thermoelemente aus ~ 1—2 μ dicken, sehr schmalen Blechstreifchen zur Verfügung stellte, war sehr hoch. Es war ferner so wenig träge, daß ein Funkspruch in normalem Hörempfangstempo aus der Bewegung des Galvanometerspiegels noch sicher abgelesen werden konnte. Punkte gaben etwa 20 Skt., am Wort- und Satzende ging das Galvanometer auf den Nullpunkt zurück. Der Detektor — guter Pyritdetektor von Telefunken — war so eingestellt, daß auch er für Punkte die gleichen Ausschläge gab[1]. Die atmosphärischen Störungen wurden nun am Galvanometer abwechselnd je eine bestimmte Zeit lang mit Thermoelement und mit Detektor gemessen, während gleichzeitig durch einen zweiten aperiodischen Kreis mit dem Telephon die Störungen abgehört wurden. Während das System Detektor-Galvanometer schon bei mäßig starken Störungen Ausschläge von mehreren hundert Skalenteilen gab, zeigte das Galvanometer in Verbindung mit dem Thermoelement bei sehr starken Störungen nur ruckweises Zucken, das sich selten über mehr als 4—5 Skt. erstreckte. Bei den länger anhaltenden, im Telephon grollenden Störungen, wanderte der Spiegel rückend um größere Ausschläge. Manche im Telephon gehörte Störung verzeichnete die Thermoelement-Galvanometeranordnung überhaupt nicht, während Detektor-Galvanometer auf alle Störungen reagierte[2].

Aus diesen Messungen folgte, daß im allgemeinen die Zeitdauer der einzelnen atmosphärischen Störung ganz wesentlich kürzer sein muß als die der Telegraphierzeichen, ihre Intensität aber um ein Vielfaches der normalen Lautstärke überlegen ist. Hierauf baut sich eine Anordnung auf, über welche im folgenden an Hand einiger quantitativen Messungen berichtet werden soll. Sie beruht darauf, die Störungsschwingungen aus der Antenne über eine solche

1) Es sei bemerkt, daß es gleichgültig war, ob die Empfindlichkeitsänderung durch Verstellung des Detektors oder durch Kopplung bewirkt wurde.

2) In — allerdings weit geringerem Maße — ist somit auch die Detektormessung schon entstellt, zumal die Trägheit des Galvanometers auch eine Rolle spielt.

Zelle zur Erde abzuleiten, deren Leitfähigkeit erst bei einer gewissen Überspannung merklich ist, die also vermöge dieser Eigenschaft die Schwingungen der normalen Zeichen weder wesentlich schwächt, noch auch in der kurzen Zeit der Störungsableitung die Zeichen auseinanderreißt, also entstellt, und die um so besser wirkt, je größer das Verhältnis der Störungsintensität zur Zeichenlautstärke ist.

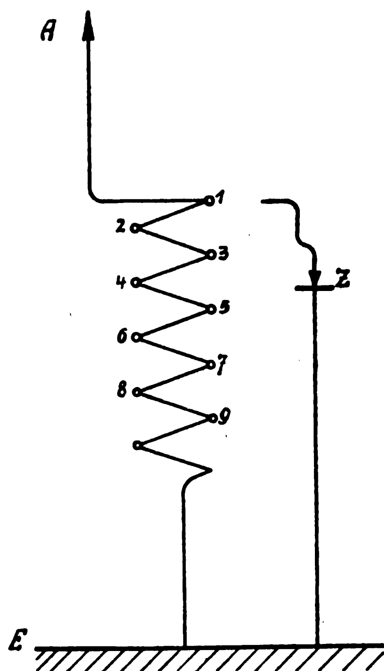


Fig. 1.

Bei den folgenden Versuchen bestand (Fig. 1) der Empfänger aus einer Spule mit vielen Abzweigstellen, und einem Drehkondensator in Serienschaltung zur Spule oder in Parallelschaltung zu einem Teil der Spule. Die Ableitung erfolgte über Detektoren mit hoher Erregungsgrenze oder geeignet konstruierte elektrolytische Zellen von Abzweigepunkt zu Abzweigepunkt zur Erde, während gleichzeitig die Energie der Zeichen und der Störungen sowie deren Zahl mit Detektor und Galvanometer gemessen wurde. Zwischen zwei Ableitungsmessungen wurden für die gleiche Meßzeit (meist 1 oder 2 Min.) Störungen

und Zeichen ohne Ableitung gemessen, um eventuelle Veränderungen der atmosphärischen Verhältnisse während den mehrere Stunden langen Beobachtungsreihen berücksichtigen zu können. Als Antenne wurde

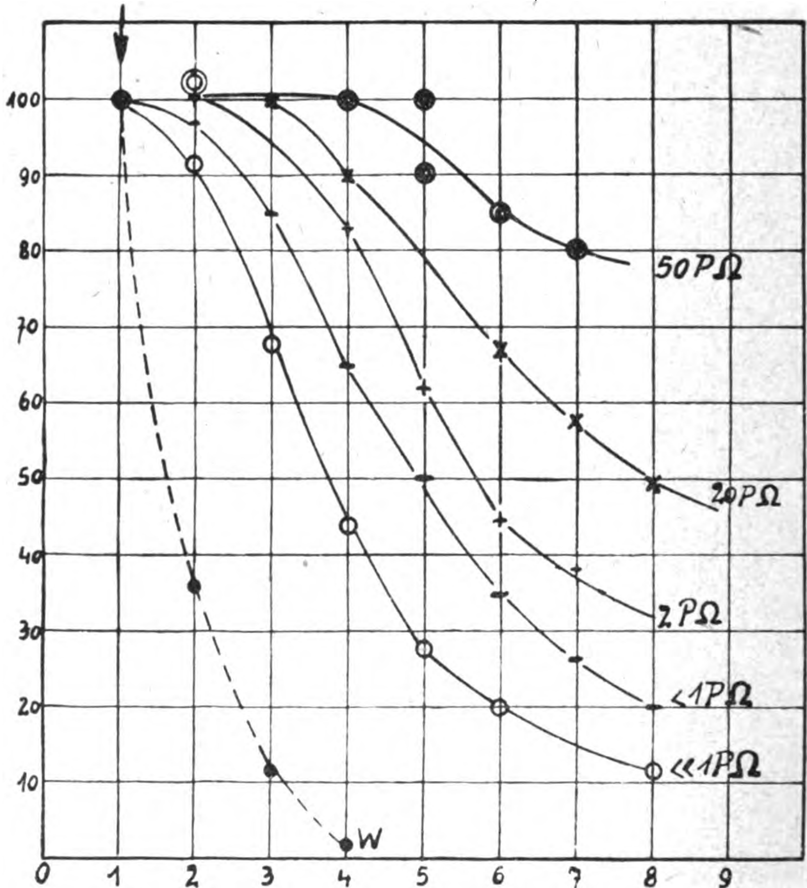


Fig. 2a.

meist die große Antenne des Jenaer Instituts für technische Physik benutzt[1]).

1) Bei Verwendung kleinerer Hochantennen oder Erdantennen blieben die im folgenden beschriebenen Versuchsergebnisse unverändert. Vor allem

In Fig. 2a gibt die gestrichelte Kurve *W* zunächst zum Vergleich die Unbrauchbarkeit der Ableitung über induktions- und kapazitäts-

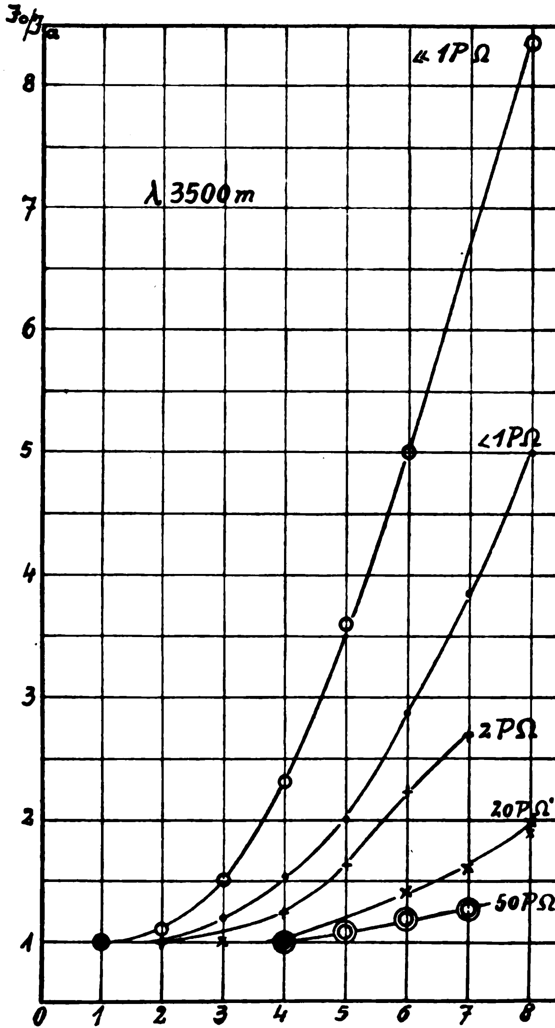


Fig. 2b.

freien Widerstand. Die Abszisse gibt die Abzweigepunkte der Fig. 1, die Ordinate die Galvanometerausschläge, z. B. für Punkte einer sen-

zeigte sich keine Abhängigkeit von dem Verhältnis „aufgenommene Wellenlänge zu Eigenwellenlänge der Antenne".

denden Station. Wird die Ableitung nur wenig außerhalb des Knotens, der sich in 1 befand — Ableitung hier änderte also nichts — angelegt, so geht die Intensität der Zeichen schon auf wenige Prozent herab. Ganz anders verhalten sich die Anordnungen, in denen in die Erdleitung eine Zelle Z (Fig. 1) der beschriebenen Art eingeschaltet wurde. In dem hier ausführlich beschriebenen Beispiel wurde als Zelle Z ein passend eingestellter Karborunddetektor in die Erdleitung eingesetzt. Diese Ableitung Zelle—Erde wurde nun von Stufe zu

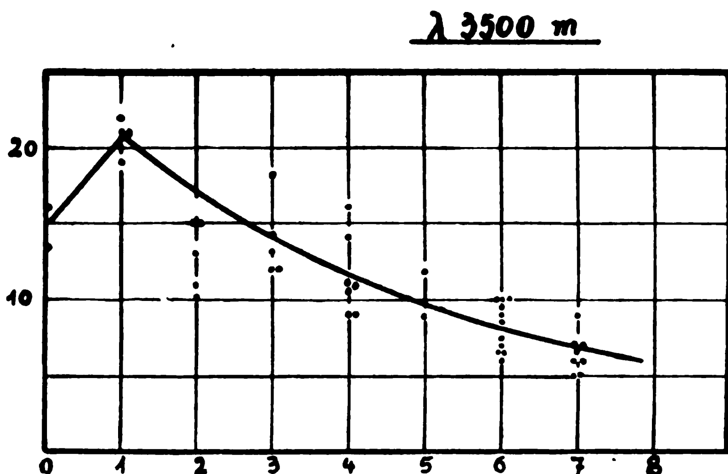


Fig. 3a.

Stufe der Antennenspule (Fig. 1: 1, 2, 3 . . .) verschoben. Die ausgezogenen Kurven der Fig. 2a geben die prozentische Abnahme der Lautstärke bei allmählicher Überführung der Ableitung vom Knoten in (1) zum Bauch (nahe bei 8), u. zw. für verschiedene absolute, hier in „Parallelohm" angegebene, Intensitäten. Fig. 2b gibt an, wieviel mal die Störung ohne Ableitung stärker ist als mit Ableitung.

Tabelle 1.

Ableit.-	$\leqslant 1\ P\Omega$		$< 1\ P\Omega$		$2\ P\Omega$		$20\ P\Omega$		$50\ P\Omega$	
punkt	J_a	J_0/J_a	J_a	J_0/J_a	J_a	J_0/J_a	J_a	J_0/J_a	J_a	J_0/J_a
1 (Knoten)	100	1	100	1	100	1.0	100	1.0	100	1.0
2	92	1.09	97	1.03	100	1.0	—		102	1.0
3	68	1.47	85	1.18	—		100	1.0	100	1.0
4	44	2.27	65	1.54	83	1.21	90	1.11	102	1.0
5	28	3 57	50	2.0	62	1.61	—		95	1.05
6	20	5.0	35	2.86	45	2.22	67.5	1.48	85	1.18
7	—		26	3.85	38	2.63	58	1.73	80	1.25
8	12	8.35	20	5.0	—		49	2.04		

Dieses Ergebnis, daß nämlich die Zeichenstärke um so weniger geschwächt wird, je geringer die Lautstärke ist, wenn die Ableitung vom Schwingungsknoten weg zum Schwingungsbauch hin verlegt wird, zeigt zugleich auch die zu erwartende Wirksamkeit bei Störungen. Die sehr starken Störungen werden eben um so besser abgeleitet, je weiter sich die Ableitung dem Schwingungsbauch nähert, und die Ableitung wird um so mehr den Empfang günstig beeinflussen, je schwächer die Lautstärke der aufzunehmenden Station ist.

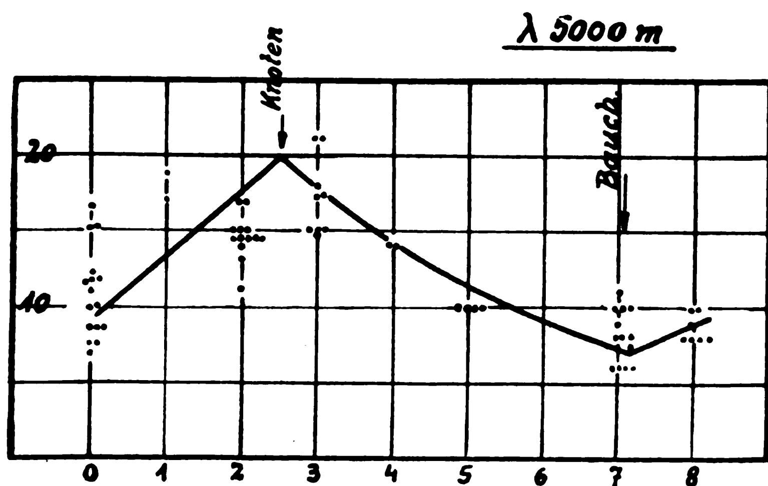
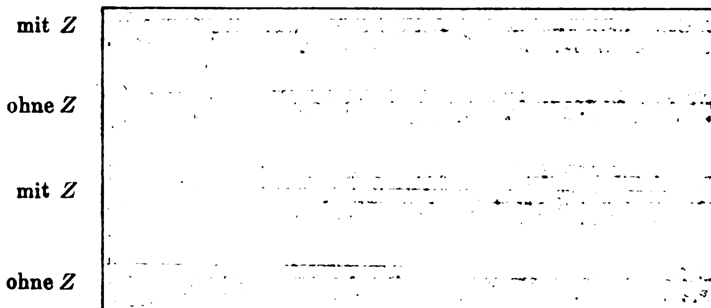


Fig. 3b.

Fig. 3a und 3b geben die entsprechenden Messungen der Zahl der mit der Anordnung Detektor-Galvanometer in einer bestimmten Zeit gezählten Störungen bei der Ableitung an den verschiedenen Punkten (Abszisse).

Die Kontrolle durch gleichzeitigen Hörempfang gab qualitativ das gleiche Resultat. Gleichzeitig mit den Versuchen wurden diese günstigen Messungsergebnisse in praxi mit 4-Röhrenverstärker, Röhrengleichrichter und Morseschreiber (Apparatur von Telefunken) geprüft. Es wurde mit der großen Jenaer Antenne eine so schwache Station gesucht, daß bei empfindlicher Relaiseinstellung ein sicherer Schreibempfang gerade noch möglich war. Jedoch war durch starke atmosphärische Störungen eine Entzifferung der Zeichen vollkommen unmöglich; sie gelang dagegen manchmal vollkommen, manchmal zum größten Teil mit der Ableitungsschaltung. Ausschnitte

aus dem abwechselnd mit und ohne Ableitung geschriebenen sehr schnell laufenden Morsestreifen sind in Fig. 4 gegeben: sie bestätigen



Sehr starke Störungen, nahes Gewitter, weder Hör- noch Schreibempfang möglich. (Jena, Große Antenne.)

Fig. 4.

das Messungsergebnis über die Wirksamkeit der angegebenen Schaltung vollkommen.

Referate.

W. Schottky, Über Hochvakuumverstärker. 3. Teil: Mehrgitterröhren. Archiv für Elektrotechnik, Bd. VIII, S. 1 – 31 und S. 299—328, 1919.[1])

a) Allgemeines.

§ 6. Schutznetzröhren. Eine Begrenzung der Verstärkungswirkung bei Eingitterröhren ist, wie wir in 5c sahen[2]), dadurch gegeben, daß mit abnehmendem Anodeneinfluß μ und zunehmender Schutzwirkung k das Effektivpotential $\bar{e}_g$ am Gitter und damit auch der Anstieg S der Anodenstrom-Gitterpotentialkurve abnimmt, so daß das Produkt Sk in Gl. (19) nicht über ein bestimmtes Maß wachsen kann.

Die günstige Wirkung eines großen Anodeneinflusses und einer kleinen Schutzwirkung besteht darin, daß der Ruhewert des Effektiv-

1) Schluß des Referates: Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. 15, S. 326 und Bd. 16, S. 276, 1920.

2) Vgl. das Referat dieser Zeitschrift, 16, S. 276 ff. 1920, Gl. 26 und 20 und Gl. 19 und 19'.

potentiales $\bar{e}_g$, durch den die Steilheit der i_a, $\bar{e}_g$-Kurven bestimmt wird, möglichst groß gemacht wird. Die **ungünstige** Wirkung eines großen Anodeneinflusses besteht darin, daß bei Schwankungen der Anodenspannung die Stromänderung Δi_a durch die Spannungsänderung Δe_a verkleinert wird, daß also das **Wechselfeld** der Anode auf das Effektivpotential $\bar{e}_g$ und damit auf den Anodenstrom rückwirkt. Es liegt also nahe, zu versuchen, einen großen Ruhewert $\bar{E}_g$ des Effektivpotentiales durch ein **konstantes Hilfsfeld** zu erzielen und

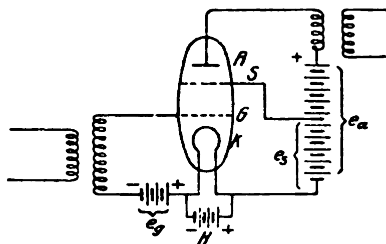


Fig. 7. **Schaltungsschema für ein Schutznetzrohr.**

die Rückwirkung des Wechselfeldes der Anode auf ein Minimum zu beschränken, indem man das Gitter gegen die Anode durch den Leiter, der das konstante Hilfsfeld hervorruft, schützt.

Man hat also zwischen Gitter und Anode noch eine weitere Elektrode, die mit „Schutznetz" bezeichnet sei, einzuführen. Die Schaltung eines derartigen Rohres mit Übertragern und Batterie zeigt Fig. 7. Das Potential e_s des zwischen Gitter G und Anode A eingefügten Schutznetzes S wird zweckmäßig von derselben Batterie entnommen, die die Anodenspannung liefert. In der Zeichnung ist $e_s < e_a$ angenommen, es kann aber $e_s = e_a$ oder $> e_a$ gewählt werden.

Die Vorteile zylindrischer Anordnung gelten für diese Röhre, ebenso wie für Eingitterröhren. Für die Dimensionierung des eigentlichen Gitters, (des „Steuergitters") und des Schutznetzes kommen folgende Gesichtspunkte in Betracht.

Da der Wert des Effektivpotentiales $\bar{e}_g$ bei Schutznetzröhren in erster Annäherung unabhängig von der Schutzwirkung k gewählt werden kann, sind die Abmessungen von Gitter und Schutznetz nur nach dem Gesichtspunkt zu wählen, daß bei dem vorgegebenen Gitterpotential E_g der Stromanstieg S möglichst groß sein soll. Dies kann man jedoch nicht dadurch erreichen, daß man den Durchgriff des Schutznetzes durch das Steuergitter so groß als möglich macht, denn

mit zunehmendem Durchgriff nimmt die Steuerwirkung des Gitters wegen der Abnahme der Steuerschärfe schließlich wieder bis auf 0 ab. Es ist also die Aufgabe, den günstigsten Durchgriff des Schutznetzes durch das Gitter zu bestimmen.

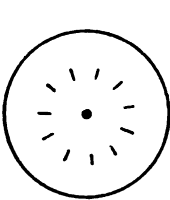
Was den Durchgriff D_{AS} der Anode durch das Schutznetz betrifft, so wäre es theoretisch erwünscht, diesen Durchgriff = 0 zu machen, da sonst das Wechselfeld der Anode immer noch eine gewisse Wirkung auf das Effektivpotential des Schutznetzes und somit indirekt auch auf das Effektivpotential des Steuergitters ausübt. Dabei ist aber zu berücksichtigen, daß man dies, falls die Anode nicht sehr weit entfernt, ihr Durchmesser übermäßig groß gewählt wird, nur erreichen kann, indem man das Schutznetz sehr engmaschig wählt, was dann notwendig zur Folge haben wird, daß das Schutznetz einen großen Teil des durch das Gitter durchpassierten Stromes abfängt, anstatt ihn zur Anode gelangen zu lassen. Damit wäre dann durch Verkleinerung von S die günstige Wirkung der Vergrößerung von k mehr oder weniger wieder aufgehoben. Im Gegensatz zum Steuergitter, das wegen seiner negativen Aufladung keine Elektronen abfangen kann und bei dem es deshalb gleichgültig ist, auf welche Weise bestimmte Werte der Koeffizienten λ, μ (ν, ν' usw.) erzielt werden, kommt es also beim Schutznetz darauf an, einen möglichst kleinen Durchgriff der Anode auf eine Weise zu erzielen, die mit einer möglichst geringen „abfangenden Wirkung" verbunden ist. Nun geht aus der Formel (23') für den Durchgriff hervor, daß man bei gegebenem Abstand h den Durchgriff entweder durch wenige weit gestellte Drähte von großem Durchmesser oder durch viele enger gestellte Drähte von geringerem Durchmesser erzielen kann; das Verhältnis $\frac{2c}{d}$, Durchmesser zu Stegabstand, das für die abfangende Wirkung maßgebend ist, ist in dem letzteren Falle günstiger als im ersten. Für Gitterstege von zylindrischem Querschnitt müßte also unbedingt mit großer Stegzahl und kleinem Stegdurchmesser gearbeitet werden, was sich entweder bei ebener Anordnung durch ein fein gewickeltes Gitter aus dünnem Draht, oder bei gekrümmten Elektroden durch sehr feindrähtige Netze erreichen läßt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß man den Gitterstegen in Richtung der Elektronenbewegung eine erhebliche, senkrecht zur Richtung der Elektronenbewegung eine möglichst geringe Ausdehnung gibt (Querschnitt vgl. Fig. 8).

Eine durchkonstruierte Ausführungsform einer ganzen Röhre ist in Fig. 9 im Querschnitt dargestellt. K bedeutet den Kathodenfaden,

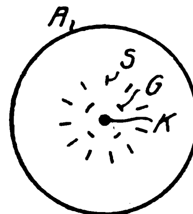
G das Steuergitter, S das Schutznetz und A die Anode. Die Verstärkung eines derartigen Siemens-Schottkyrohres der Type SSI ist eine 50 fache, die der Type (SS II) eine 20 fache.

Die abfangende Wirkung des Schutznetzes hängt davon ab, ob das Anodenpotential kleiner, größer oder gleich dem Schutznetzpotential ist. Hierbei spielt auch die Reflexion bzw. Sekundärstrahlung der Elektronen an Schutznetz und Anode eine Rolle, und zwar desto mehr, je höher die verwendeten Potentiale sind.

Zur Orientierung sei bemerkt, daß bei SS I ($e_a > e_s$) die abfangende Wirkung des Schutznetzes etwa $15\,{}^0/_0$, bei SS II ($e_a = e_s$) etwa $30\,{}^0/_0$



Gitter mit hochgekanteten Stegen.
Fig. 8.



Querschnitt eines SS-Rohres.
Fig. 9.

beträgt; in demselben Verhältnis würde sich S verkleinern, was nach Gl. (5) Teil I eine Verschlechterung der Verstärkung um $7\,^1/_2$ bzw. $15\,{}^0/_0$ bedeuten würde. Eine Verschlechterung dieser Größenordnung spielt gegenüber den sonstigen Größenordnungen der Verstärkung keine große Rolle. Die Theorie der Schutznetzröhren führt Schottky deshalb unter der vereinfachenden Annahme durch, daß das Schutznetz nichts von dem β-Strom abfängt, daß also, wie bei Eingitterröhren, der zur Anode fließende Strom durch die Zahl der das Steuergitter passierenden Elektronen vollständig gegeben ist.

b) Angenäherte Theorie.

In dem Raum zwischen Gitter und Anode kann die Raumladung der Elektronen ebenso vernachlässigt werden wie bei Eingitterröhren. Die Feldverteilung in diesem Raum ist also durch die elektrostatischen Gesetze bestimmt und es läßt sich ebenso wie beim Steuergitter ein Effektivpotential $\bar{e}_s$ des Schutznetzes einführen, das durch das wahre Potential e_s des Schutznetzes (wieder gegen die negative Seite des Kathodenfadens gemessen), das Potential e_a der Anode und das Effektivpotential $\bar{e}_g$ des Gitters in der Form bestimmt ist:

$$\bar{e}_s - e_s = D_{AS}(e_a - \bar{e}_s) + D_{GS}(\bar{e}_g - \bar{e}_s) \tag{36}$$

In § 4 ist der Durchgriff nur unter der Voraussetzung berechnet worden, daß dem Gitter auf einer Seite eine dazu parallele Elektrode (Anode) gegenübersteht; es ergab das dann die Formel (23) bezw. (23′) für den Durchgriff. Bei symmetrischen Elektroden, wie wir sie hier betrachten (parallele Ebenen, konzentrische Zylinder) setzt sich das Effektivpotential eines zwischen zwei anderen Elektroden liegenden Gitters einfach zusammen aus zwei Gliedern, die sich auf die verschiedenen Elektroden beziehen und bei denen der Durchgriff durch genau dieselbe Formel gegeben ist, als wenn die Elektrode auf der gegenüberliegenden Seite nicht vorhanden wäre. Dies gilt, solange die Entfernung der Elektroden groß gegen die Maschenweite des Gitters ist; der Beweis des Satzes beruht darauf, daß bei nur einseitiger Elektrode das Potential auf der anderen Seite des Gitters in größerer Entfernung vom Gitter überall gleich dem Effektivpotential des Gitters ist, so daß an dem ganzen Zustand nichts geändert wird, wenn dort noch eine weitere leitende Fläche mit dem Effektivpotential des Gitters angeordnet wird.

Für die Größen D_{AS} und D_{GS} gelten also ganz dieselben Formeln wie für D in § 4. Ist die eine der beiden einschließenden Elektroden (hier das Steuergitter G) selbst wieder ein Gitter, so ändert das nichts an der Berechnung von D_{GS}; wir denken uns vielmehr bei der Berechnung von D_{GS} das Steuergitter durch eine nicht durchbrochene Fläche vom Effektivpotential $\bar{e}_g$ ersetzt, was bei elektrostatischen Berechnungen in größerer Entfernung vom (Steuer-)Gitter zulässig ist. Die Eigenschaften des Steuergitters gehen also nur insofern in Formel (36) ein, als das Effektivpotential $\bar{e}_g$ des Steuergitters von diesen Eigenschaften abhängt. (Entsprechend sind die Eigenschaften des Schutznetzgitters in Formel (37) durch das Auftreten des Effektivpotentiales mit enthalten.)

Ebenso kann bei der Berechnung der Wirkung des Schutznetzes auf das Steuergitter das Schutznetz zunächst durch eine undurchbrochene Fläche vom Effektivpotential $\bar{e}_s$ ersetzt werden. Die Abweichung des Effektivpotentiales $\bar{e}_g$ des Steuergitters von seinem wahren Potential e_g ist dann durch den Durchgriff D_{SG} des Schutznetzes durch das Steuergitter in der Form bestimmt:

$$\bar{e}_g - e_g = D_{SG}(\bar{e}_s - \bar{e}_g) \tag{37}$$

D_{SG} — das von D_{GS} völlig verschieden ist — berechnet sich (für ebene Anordnung gemäß den Formeln 23 und 23′) so, als ob statt des Schutznetzes eine nicht durchbrochene Elektrode vorhanden wäre,

die dieselbe Lage wie das Schutznetz hat, jedoch nicht durchbrochen ist und ein konstantes Potential besitzt. Die Ladung der Kathode und die Raumladung ist natürlich, ebenso wie in § 5, hierbei vernachlässigt.

Aus (36) und (37) folgt:

$$\left.\begin{aligned} \bar{e}_g = & \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} \cdot e_g \\ & + \frac{D_{SG}\ D_{AS}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} \cdot e_a \\ & + \frac{D_{SG}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} \cdot e_s \end{aligned}\right\} \tag{38}$$

Vergleichen wir diese Formel mit (17), so haben wir zu setzen:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Steuerschärfe} \quad \lambda = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} \\ &\text{Anodeneinfluß} \quad \mu = \frac{D_{AS}\ D_{SG}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})} \end{aligned}\right\} \tag{39}$$

Einfluß des Schutznetzes auf das Steuergitter

$$\nu = \frac{D_{SG}}{1 + D_{AS} + D_{GS} + D_{SG}(1 + D_{AS})}$$

Die Beziehung $\lambda + \mu + \nu = 1$ ist erfüllt.

Die Schutzwirkung $k = \frac{\lambda}{\mu}$ wird:

$$k = \frac{1 + D_{AS} + D_{GS}}{D_{AS}\ D_{SG}} \tag{40}$$

Denken wir uns anstelle des Schutznetzes direkt die Anode gesetzt, so wäre der Durchgriff ebenso groß wie D_{SG} und wir würden eine Schutzwirkung k_0 haben, die gleich dem reziproken Wert dieses Durchgriffes ist

$$k_0 = \frac{1}{D_{SG}}$$

Berücksichtigen wir, daß die Größen D_{AS} und D_{GS} im allgemeinen klein gegen 1 sein werden, so finden wir folgenden Satz:

„Durch Einführung des Schutznetzes wird die Schutzwirkung k ungefähr im Verhältnis $\frac{1}{D_{AS}}$, d. h. umgekehrt proportional dem Durchgriff der Anode durch das Schutznetz vergrößert", wie die qualitative Betrachtung ja voraussehen ließ.

Während sich k nach den Ausführungen des § 4 durch Messung des Empfindlichkeitsverhältnisses $\frac{S}{s}$, also durch einmalige Messung eines S- und s-Wertes, für irgend zwei zusammengehörige E_a- und E_g-Werte, messen läßt, kann man k_0 bestimmen, indem man Anode und Schutznetz zusammenschaltet und den gemeinsam von beiden abfließenden Strom J_a mißt (Eingitterschaltung). Durch Division von k und k_0 findet man angenähert D_{AS}, und kann auf diese Weise die Berechnung von D_{AS} aus den Dimensionen der Gitter durch direkte Messung kontrollieren. Im Gebiet $e_a > e_s$ ergibt sich dabei eine befriedigende Übereinstimmung.

Da k mit abnehmendem Durchgriff D_{AS} dauernd wächst, während der Koeffizient v fast unabhängig von D_{AS} ist, so daß $\bar{e}_g$ unabhängig von D_{AS} jeden beliebigen positiven Wert $\bar{e}_g < e_s$ erreichen kann, müßte die Verstärkung mit abnehmendem D_{AS} unbegrenzt wachsen. In Wirklichkeit wird die Grenze für D_{AS} gebildet 1. durch die mit sehr geringem Durchgriff notwendig verbundene abfangende Wirkung des Schutznetzes (Verkleinerung von S), 2. durch das Auftreten von Sekundärstrahlung (Vergrößerung von s, besonders im Gebiet $e_a = e_s$, während für $e_a < e_s$ s u. U. sogar negativ werden kann, so daß jedenfalls die Beziehung zwischen dem Empfindlichkeitsverhältnis $\frac{S}{s}$ und dem konstanten geometrischen Faktor k der Schutzwirkung ihre Gültigkeit verliert), 3. durch die Eigenschaften der Übertrager bei Übertragerschaltungen. Da es nämlich, wie in § 3 erwähnt wurde, nicht möglich ist, im Gebiet der Tonfrequenzen Nachübertrager und Zwischenübertrager mit wesentlich höheren Primärimpedanzen als 1 Megohm herzustellen, sind bei allzu kleinen s-Werten, wie sie durch sehr kleine D_{AS}-Werte bzw. sehr große k-Werte bedingt sind, die Bedingungen, daß innerer und äußerer Widerstand der Röhre gleich sein soll, nicht mehr zu erfüllen, die Formel für die Röhrenverstärkung verliert ihre Gültigkeit, und von einem bestimmten k-Wert an nimmt die Verstärkung nicht mehr weiter zu. Dies wird dann der Fall sein, wenn die Größe $\frac{S}{k} = s$ ein Vielfaches des größtmöglichen äußeren Widerstandes geworden ist. Praktisch verwendbare Werte von D_{AS} sind $D_{AS} = \frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{20}$.

Es ist unter 2. und 3. angegeben worden, welche Wirkungen es verhindern, daß der durch Gleichung (40) dargestellte Wert von k

auch bei sehr großen k-Werten noch eine Erhöhung der Verstärkung bewirkt. Es genügt also, wenn man mit den Werten D_{AS} und D_{SG} einen gewissen Grenzwert erreicht, der in den praktisch vorkommenden Fällen den Betrag 50—100 niemals überschreitet. Ein solcher Wert von k läßt sich aber bei genügend kleinem D_{AS} für fast beliebige Werte von D_{SG} immer erreichen; von dieser Seite her bestehen also für D_{SG} keine Bedingungen, und es kann über D_{SG} rein von dem Gesichtspunkt aus verfügt werden, daß ein möglichst großer S-Wert erreicht werden soll. Wir setzen wieder, unter Vernachlässigung der abfangenden Wirkung des Schutznetzes:

$$S = \lambda \cdot \frac{d i_a}{d \bar{e}_g}$$

Vernachlässigen wir in dem durch Gleichung (39) gegebenen Ausdruck für λ die in den Größen D quadratischen Glieder, so wird

$$\lambda = 1 - D_{SG} \tag{41}$$

mit derselben Annäherung wird:

$$\bar{e}_g = (1 - D_{SG}) e_g + D_{SG} \cdot e_s \tag{42}$$

Ist e_s und e_g gegeben und die i_a-, $\bar{e}_g$-Kurve aus Messungen bekannt, so ist es möglich, mittels (41) und (42) S als Funktion von D_{SG} darzustellen und auf diese Weise das Maximum von S in Abhängigkeit von D_{SG} zu finden. Dieser günstigste Durchgriffswert D_{SG} würde dann die Wahl des Abstandes zwischen Schutznetz und Anode sowie der Gitterkonstanten des Steuergitters bestimmen.

Eine angenäherte rechnerische Bestimmung des günstigsten Wertes von D_{SG} läßt sich unter denselben Voraussetzungen wie in § 5 durchführen, nämlich unter der Annahme, daß die i_a-, $\bar{e}_g$-Kurve eine reine Raumladungskurve ist. Es ist dann wieder

$$\frac{d i_a}{d \bar{e}_g} = \frac{3}{2} C \bar{e}_g^{1/2}$$
$$= \frac{3}{2} C \{(1 - D_{SG}) e_g + D_{SG} \cdot e_s\}^{1/2}$$

und es ist das Maximum des Ausdruckes $\lambda \dfrac{d i_a}{d \bar{e}_g} \cdot k$ oder wegen (41) und (42), das Maximum des Ausdruckes

$$(1 - D_{SG}) \{(1 - D_{SG}) \cdot e_g + D_{SG} \cdot e_s\}^{1/2}$$

aufzusuchen.

Die Rechnung ergibt:

$$D_{SG\,(\mathrm{opt})} = \frac{\frac{e_s}{3} + |E_g|}{e_s + |E_g|} \qquad 42)$$

wobei $|E_g|$ wieder den absoluten Betrag der vorgegebenen (negativen) Gitterspannung bedeutet.

Ist $|E_g| \ll e_s$, so ist $D_{SG\,(\mathrm{opt})} = \frac{1}{3}$, ist $|E_g| = \frac{e_s}{3}$, so wird $D_{SG\,(\mathrm{opt})} = {}^1/_2$, und für $|E_g| = e_s$ gleich $\frac{2}{3}$.

Der zugehörige günstigste Wert des Effektivpotentials $\bar{e}_g$ ist

$$\bar{e}_{g\,\mathrm{opt}} = \frac{e_s}{3} \qquad (43)$$

Man sieht also, daß auch in dem Falle, wo der Durchgriff durch das Gitter rein unter dem Gesichtspunkt bemessen wird, daß S möglichst groß sein soll, das Optimum nicht bei einem möglichst großen Durchgriff liegt, oder von der Größe des Sättigungsstromes abhängt, sondern daß wieder ein ganz bestimmter durch die Ruhespannungen gegebener günstigster Wert existiert. Es hängt dies, wie bereits oben erwähnt, damit zusammen, daß die Steuerschärfe des Gitters bei allzu großem Durchgriff sich so verschlechtert, daß der Anstieg von S mit wachsendem $\bar{e}_g$ dadurch überkompensiert wird.

c) Messungen an SS I.

Im Anschluß an diese theoretische Darlegung bringt **Schottky** das Resultat aus Messungen an Röhren der Type SS I, unter folgenden Betriebsbedingungen: Heizstrom 0,4 Ampere, Heizspannung 2,4 Volt, Sättigungsstrom 1,5 M. A. Gitterspannung —1,2 Volt, Anoden- und Schutznetzspannung 10,5 Volt.

Fig. 10 zeigt zunächst die i_a-, e_g- und i_a-, e_a-Kurve des Rohres bei Zusammenschaltung von Schutznetz und Anode (Eingitterschaltung). Die Schutzwirkung k_0 dieser Kombination ist, wie sich aus den Kurven ergibt, etwa $= 2{,}6$; der S-Wert bei —1,2 Volt ist etwa $75 \cdot 10^{-6}$ Ampere. Demnach ist der Wert für die Röhrenverstärkung, wenn wieder S in 10^{-6} Ampere gerechnet wird:

$$\alpha_R = \sqrt{75 \cdot 2{,}6} = 14$$

Vergleichen wir nun hiermit die Messungen Fig. 11, wo in der Gitterkurve $E_s = E_a = 10{,}5$ Volt konstant gehalten ist, während in der Anodenkurve $E_g = -1{,}2$ und $E_s = 10{,}5$ Volt festgehalten wird.

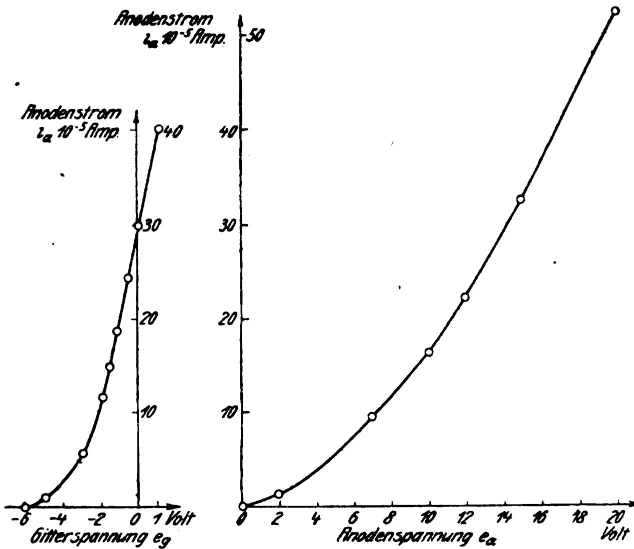


Fig. 10. Kurven eines SS-Rohres in Eingitterschaltung.

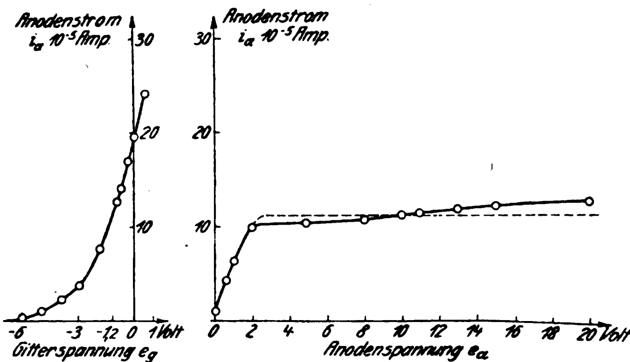


Fig. 11. Kurven eines SS-Rohres in Schutznetzschaltung.

Man sieht zunächst, daß in der i_a-, e_g-Kurve alle i_a-Werte auf etwa $\frac{2}{3}$ verkleinert sind, da das Schutznetz etwa $\frac{1}{3}$ des Stromes abfängt ($S = 50 \cdot 10^{-6}$). Viel wichtiger ist jedoch die fundamentale Änderung der i_a-, e_a-Kurve, die bei der Betriebsspannung $E_s = E_a = 10{,}5$ Volt einen Anstieg $s = 3 \cdot 10^{-6}$ zeigt; das Empfindlichkeitsverhältnis $\frac{S}{s}$

wird demnach hier $= 17$ statt 2,6 bei Eingitterschaltung und die Röhrenverstärkung wird

$$\alpha_R = \sqrt{50 \times 17} = 29$$

Wird der Wert E_a anstatt auf 10,5 Volt in das Gebiet zwischen 6 und 8 Volt gebracht, was sich bei Übertragerschaltungen durch den Gleichstromspannungsabfall im benutzten Übertrager schon ungefähr von selbst ergeben wird, ohne daß eine Unterteilung der Spannungsquelle vorgenommen zu werden braucht —, so wird die Größe s sogar $= 1{,}8 \cdot 10^{-6}$ Ampere, demnach $\frac{S}{s} = 27$ und

$$\alpha_R = \sqrt{50 \times 27} = 37$$

Die i_a-, e_a-Kurve stellt das Mittel aus Messungen an 5 verschiedenen Röhren dar, die unter sich ziemlich gleichartige Werte ergaben und es sind demnach auch die feineren Züge dieser Kurve durchaus reell. Man erkennt, wie, von hohen e_a-Werten anfangend, die i_a-, e_a-Kurve aus einer ziemlich konstanten flachen Steigung ($s = 2 \times 10^{-6}$) bei der Annäherung an das Potential $e_s = 10{,}5$ des Schutznetzes in etwas steilere Neigung übergeht ($s = 3 \times 10^{-6}$), um dann unterhalb 10,5 Volt nochmals ein deutlich ausgesprochenes flacheres Gebiet zu zeigen ($s = 1{,}8 \times 10^{-6}$); erst wenn die Anodenspannung kleiner wird als der Spannungsabfall am Glühfaden (2,4 Volt) beginnt dann der steile Abfall.

Zur Deutung dieses Verlaufs sind im wesentlichen die Vorgänge der Elektronenreflexion bzw. Sekundärstrahlung heranzuziehen. Ohne die Vorgänge der Sekundärstrahlung sollte man erwarten, daß die Kurve in ihrem oberen Teile ($e_a > 2$ Volt) nahezu geradlinig, und zwar parallel zur Abszissenachse verläuft (gestrichelte Kurve), dem Betrage nach sollte der Strom i_a so groß sein wie bei $e_a = e_s = 10{,}5$ Volt. Durch die Sekundärstrahlung, welche sowohl am Schutznetz wie an der Anode auftritt, wird diese Kurve etwas abgeändert. Das steilere Gebiet zwischen 8 und 13 Volt trennt das Gebiet $e_a > e_s$ von dem Gebiet $e_a < e_s$. Im letzteren werden die meisten der an dem Schutznetz erzeugten Sekundärelektronen durch das Gegenfeld zurückgehalten und gelangen nicht zur Anode, während andererseits die an der Anode erzeugten Sekundärelektronen von dem Schutznetz angezogen werden und damit für den i_a-Strom verloren gehen. Im Gebiet oberhalb 13 Volt jedoch werden sowohl die am Schutznetz wie an der Anode erzeugten Sekundärelektronen an die Anode abgeführt.

Im Gebiet zwischen 8 und 2 Volt würde man mit Rücksicht auf

die niemals genaue Zentrierung des Glühfadens und eine gewisse Ablenkung der Elektronen an den Gitterstegen einen stärkeren Abfall erwarten, da die nicht genau radial fliegenden Elektronen das verzögernde Feld zwischen Schutznetz und Anode dann nicht mehr zu überwinden vermögen. (Siehe auch § 7). Wenn trotzdem der Abfall eher flacher ist, als im Gebiet $e_a > e_s$, so liegt das an der Überkompensation des Effektes durch einen anderen, nämlich die ständig abnehmende Reflexionsfähigkeit der Anode bei niedrigeren Spannungen, d. h. geringeren Geschwindigkeiten der auftreffenden Elektronen.

Daraus, daß für den Wert von s besondere Sekundärstrahlungseffekte maßgebend sind, während die i_a-, e_g-Kurven ziemlich normal verlaufen, geht schon hervor, daß das Verhältnis $\frac{S}{s}$ nicht konstant, also auch nicht gleich der konstanten geometrischen Schutzwirkung k sein kann. Nun gibt es aber doch ein Gebiet, in dem die Sekundärstrahlungswirkungen keine Rolle mehr spielen, oder jedenfalls von e_a unabhängig sind; das ist das Gebiet $e_a \gg e_s$. In der Tat findet man, daß, wenn man e_a mehr als etwa 20 Volt größer wählt als e_s, daß dann das Verhältnis $\frac{S}{s}$ konstant wird; dieser Grenzwert des Empfindlichkeitsverhältnisses wird dann der geometrischen Schutzwirkung k gleichzusetzen sein. Wie sich aus der Fortführung der dargestellten i_a-, e_a-Kurve zu höheren e_a-Werten ergibt, ist dieser Grenzwert von k etwa $= 60$, so daß in diesem Gebiet (Betriebsbedingungen von SS I) die Röhrenverstärkung $\alpha_R = \sqrt{50 \times 60}$, also größer als 50 wird.

Bem. des Ref.: Die Deutung der i_a-, e_a-Kurve in Fig. 11 ist im Einverständnis mit dem Verf. etwas abgeändert.

§ 7. Raumladungsnetzröhren. a) Allgemeines. Die Verbesserung der Verstärkung bei Schutznetzröhren beruht auf der Verbesserung der Schutzwirkung k oder des Empfindlichkeitsverhältnisses $\frac{S}{s}$, während die Größe S, die Gitterempfindlichkeit des Anodenstromes selbst, eher etwas schlechter wird. Eine Verbesserung der Größe S erhält man durch Raumladungsnetzröhren.

Wenn man sich vergegenwärtigt, daß die einfache Entladungscharakteristik i_a, e_g und damit auch die i_a-, e_g-Kurve bei Hochvakuumverstärkern durch die Raumladungs Charakteristik gegeben ist, die den Übergang von stärkeren Strömen bei kleinen Potentialen unmöglich macht, so liegt es nahe, an eine Beseitigung dieser Raumladungswirkung

zu denken. Ist es doch aus Messungen mit schwächeren Strömen bekannt, daß bei fehlender Raumladungswirkung der Anstieg des Elektronenstromes bis zum Sättigungsstrom innerhalb eines Gebietes von der Größenordnung von 1 Volt stattfindet; man hat dann statt der Raumladungskurve die „Aufladungskurve", die durch die Anfangsgeschwindigkeiten der von den Glühfäden ausgehenden Elektronen gegeben ist.

Diese Aufladungskurve ist etwas von der Gestalt der Elektroden abhängig; Fig. 12 zeigt ihren Verlauf für 2 M. A. Sättigungsstrom und

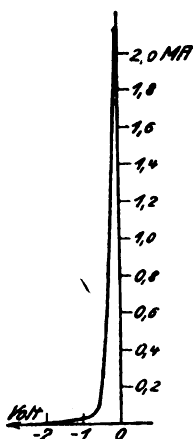


Fig. 12. Aufladungskurve für zylindrische Elektroden.

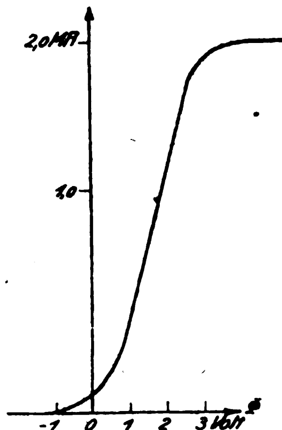


Fig. 13. Aufladungskurve durch Heizspannung verursacht.

2000° Glühtemperatur für eine drahtförmige Kathode und zylindrische Anode. Charakteristisch ist, daß der ganze Anstieg der Kurve bei negativen Φ-Werten stattfindet; ist das angelegte Gegenfeld = 0, so müssen alle, auch die langsamsten Elektronen, zur Gegenelektrode gelangen, da keine Kraft ihre Bewegung hindert.

Die in dieser Kurve auftretenden Werte $\frac{di}{d\Phi}$, die bei $\Phi = 0$ von der Größenordnung 10 M. A. sind, werden nun allerdings mit einem elektrisch geheizten Glühfaden auch bei idealer Beseitigung der Raumladungswirkung nicht zu erreichen sein, wegen des Spannungsabfalles V längs des Fadens. Dieser würde die Aufladungskurve über ein Gebiet von etwa $V + 1$ Volt verbreitern, da der steilste Anstieg der von verschiedenen Teilen des Fadens herrührenden Teilströme ja bei verschiedenen Werten des Potentials Φ stattfinden müßte. Mißt man Φ gegen

das negative Ende des Glühfadens, so würde bei einer Fadenspannung $V = 3$ Volt etwa eine Kurve wie Fig. 13 resultieren, deren Anstieg im wesentlichen bei positiven Φ-Werten läge. Bei einem Sättigungsstrom i_s wäre also der steilste Anstieg $\frac{d i}{d \Phi}$ von der Größenordnung $\frac{i_s}{V}$.

Um die schädliche Wirkung der Raumladung zu beseitigen, verwendet man eine durchbrochene Nebenelektrode zwischen Kathode und Gitter, die an konstante, und zwar so hohe Spannung gegenüber der Kathode gelegt ist, daß die abstoßende Wirkung der Raumladungen durch die anziehende Wirkung dieser Elektrode kompensiert wird, d. h. daß nunmehr der ganze Sättigungsstrom der Glühkathode an der Entladung teilnimmt. Eine derartige Elektrode nennt Schottky im Gegensatz zu dem in § 6 besprochenen Schutznetz „Raumladungsnetz"

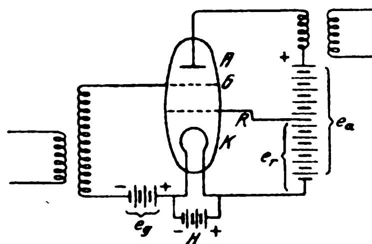


Fig. 14. Schaltungsschema für ein Raumladungsnetzrohr.

Fig. 14 zeigt das Schaltschema für eine derartige Röhre, das sich von dem Schema Fig. 7 nur dadurch unterscheidet, daß jetzt die an konstante Spannung e_r angelegte Elektrode R zwischen Kathode und Gitter, statt zwischen Gitter und Anode liegt.

Es ist eine wesentliche Eigenschaft der Raumladungsnetzröhren, daß das Effektivpotential des Gitters im Betriebe kleiner ist als das Potential des Spannungsnetzes: Zwischen Raumladungsnetz und Steuergitter durchlaufen die Elektronen ein verzögerndes Feld. Dadurch werden die Berechnungen der Entladungscharakteristik und des Effektivpotentiales wesentlich erschwert.

Schottky führt die Theorie der Raumladungsnetzröhren deshalb nur unter den Voraussetzungen eines idealen Grenzfalles durch, der die Einführung eines Effektivpotentiales wieder gestattet, nämlich unter der Voraussetzung eines sehr dünndrähtigen (und entsprechend engmaschigen) Steuergitters. In diesem Falle wird nämlich der Unter-

schied zwischen dem wahren Potential φ in den verschiedenen Punkten der Gitterfläche und dem elektrostatisch bestimmten Effektivpotential $\bar{e}_g$ beliebig klein.

Dies ist eine Voraussetzung, die der Schottky'schen Theorie zugrunde liegt. Die andere Voraussetzung ist, daß in dem Raum zwischen Raumladungsnetz, Steuergitter und Anode die Raumladungswirkung zu vernachlässigen ist, so daß sich die Effektivpotentiale im Steuergitter und Raumladungsnetz aus den elektrostatischen Verhältnissen berechnen lassen.

b) Die einfache Entladungscharakteristik. Zweck des Raumladungsnetzes ist es, die „Raumladungskurve" in die (höchstens durch den Spannungsabfall längs des Glühdrahtes verwischte) „Aufladungskurve" zu verwandeln. Da nun die Elektronen zwischen Kathode und Raumladungsnetz ein beschleunigendes, zwischen Raumladungsnetz und Steuergitter aber ein bremsendes Feld durchlaufen, so kann es vorkommen, daß einige Elektronen in diesem Felde zur Umkehr gezwungen werden, falls sie nämlich in eine tangentiale Richtung zum Potentialfeld geraten.

Bei einer drahtförmigen Kathode läßt sich diese unerwünschte Nebenwirkung des Raumladungsnetzes dadurch völlig vermeiden, daß man für alle Elektroden zylindrisch symmetrische Anordnung wählt. Es fliegen dann alle Elektronen in radialer Richtung, ihre gesamte Geschwindigkeit, ihre gesamte Beschleunigung und Verzögerung findet nur in radialer Richtung statt, und Geschwindigkeiten, die zu den Potentialflächen tangential verlaufen, kommen überhaupt nicht vor. Die i, Φ-Kurve muß dann tatsächlich den steilen, nur durch den Potentialfall längs des Glühfadens verwischten Charakter zeigen, der in Fig. 13 dargestellt ist, und diese Kurve muß insbesondere, so lange die Raumladungskompensation eine vollständige ist, unabhängig von der verwendeten Spannung e_r des Raumladungsnetzes sein.

In Fig. 15 ist eine Reihe von i, Φ-Messungen an Rohr 92 (s. w. u.) bei verschiedenen Potentialen e_r des Raumladungsnetzes dargestellt. Der verwendete Sättigungsstrom ist, um sekundäre Raumladungswirkungen auszuschließen, klein (2×10^{-4} Amp.) gewählt. Man erkennt, daß tatsächlich praktische Unabhängigkeit von der e_r-Spannung vorhanden ist; man sieht ferner, daß sich der wesentliche Teil des Anstieges auf ein Gebiet konzentriert, das nur wenig größer als die Fadenspannung (2,4 Volt) ist. Daß der oberhalb $\Phi =$ etwa 4 Volt nahezu erreichte Endwert von i nicht 20, sondern nur $13—14 \times 10^{-5}$

beträgt, kommt zum größten Teil auf Rechnung der „abfangenden Wirkung“ des Raumladungsnetzes.

Stimmen diese Resultate demnach völlig mit den theoretisch zu erwartenden überein, so kann andererseits auf die Frage, wie weit eine Abweichung von der zylindrischen Form zu Verflachungen der i, Φ-Kurve Anlaß gibt, zunächst nur eine experimentelle Antwort gegeben werden, da die Berechnung der Elektronenbahnen in diesen Fällen stets nur sehr angenähert möglich sein wird. Besonders wichtig aus

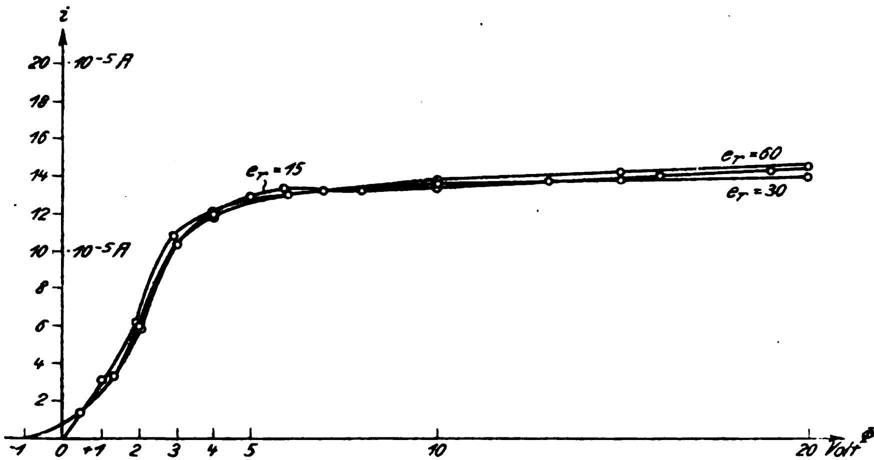


Fig. 15. Einfache Entladungscharakteristiken eines zylindrischen Raumladungsnetzrohres bei verschiedenen Spannungen am Raumladungsnetz.

technischen Gründen ist hier der Fall der doppelseitig ebenen Anordnung. Das Raumladungsnetz, das Steuergitter und die Anode bestehen in diesem Fall aus symmetrisch angeordneten Doppelebenen (Fig. 16) und die fadenförmige Kathode liegt, irgendwie geformt, in der Symmetrieebene der Anordnung.

Fig. 17 zeigt die i, Φ-Kurve für diesen Fall (Rohr K 8 der A. E. G.) unter Verwendung derselben Potentiale $e_r = 15$, 30 und 60 Volt. Die Fadenlänge ist ungefähr dieselbe wie im vorigen Fall, der Sättigungsstrom ist ebenfalls 2×10^{-4} Amp. Während die (hier nicht gezeichneten) Kurven für $e_r = 4$—15 Volt sich ungefähr mit der Kurve $e_r = 15$ Volt decken, zeigen die Kurven für höhere Spannungen eine stärkere Verflachung, wobei allerdings immer ein Anfangsstück (zwischen $\Phi = 1$ und 2 Volt) vorhanden ist, das ungefähr an die Steilheit der

Kurve Fig. 15 hinanreicht. Das ist auch das, was man nach der näheren Überlegung zu erwarten hat.

Was die ebene Form gegenüber der zylindrischen benachteiligt,

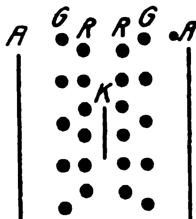


Fig. 16. Querschnitt durch ein Raumladungsnetzrohr mit doppelseitig ebener Anordnung.

ist neben der bei größeren e_r-Potentialen auftretenden durchschnittlichen Verwischung der Kurve, die besonders störend ist, wenn man wegen großer Stromdichte größere e_r-Potentiale verwenden muß, der Umstand, daß die Elektronenströme sich in diesem Fall doch auf viel engeren

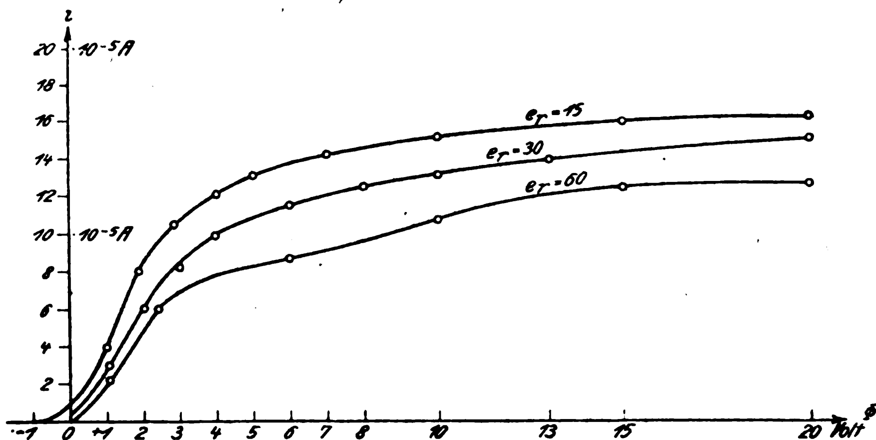


Fig. 17. Einfache Entladungscharakteristiken für ein Raumladungsnetzrohr mit doppelseitig ebener Anordnung bei verschiedenen Spannungen am Raumladungsnetz.

Raum konzentrieren müssen als im Fall des Zylinders. Das hat zur Folge, daß bereits bei geringeren Stromdichten sekundäre Raumladungswirkungen (zwischen Raumladungsnetz und Steuergitter) auftreten, die eine weitere Herabsetzung der Entladungssteilheit bewirken können.

Über die Ablenkung der Elektronen an den Drähten oder Stegen des Raumladungsnetzes und die hieraus sich ergebende Verflachung der i, Φ-Kurve bringt Verf. noch einige Sätze.

Wir wollen hier nur das praktische Resultat wiedergeben, daß sich in den Kurven 15 und 17 die Ablenkungswirkung fast nur in einer Verkleinerung des Endstromes gegenüber dem von der Kathode ausgehenden Sättigungsstrom bemerkbar macht. Während sich aus der rein geometrischen abfangenden Wirkung der Gitter der Endstrom bei Rohr 92 zu $87^0/_0$, bei Rohr $K\,8$ zu etwa $90^0/_0$ des Sättigungsstromes, also zu 174 bzw. $180 \cdot 10^{-6}$ Ampere ergeben würde, beträgt in Wirklichkeit der Endstrom nur etwa 140 bzw. $150 \cdot 10^{-6}$ Ampere, d. i. 70 bzw. $75^0/_0$.

c) Wahl der Durchgriffsfaktoren.

Führen wir eine ganz analoge Rechnung durch wie für den Fall des Schutznetzes, so erhalten wir an Stelle der dortigen Gleichungen (39) jetzt die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \text{Steuerschärfe } \lambda &= \frac{1}{1 + D_{AG} + \dfrac{D_{RG}}{1 + D_{GR}}} \\ \text{Anodeneinfluß } \mu &= \frac{D_{AG}}{1 + D_{AG} + \dfrac{D_{RG}}{1 + D_{GR}}} \\ \nu' &= \frac{D_{RG}}{1 + D_{AG} + \dfrac{D_{RG}}{1 + D_{GR}}} \quad \frac{1}{(1 + D_{GR})} \end{aligned}\right\} \qquad (43)$$

Anmerk. des Ref.: In der Gleichung für ν' fehlt bei Schottky versehentlich der Faktor $\dfrac{1}{(1 + D_{GR})}$.

In diesen Formeln spielt der Durchgriff des Steuergitters durch das Raumladungsnetz, D_{GR}, nur eine sekundäre Rolle, soweit Steuerschärfe und Anodeneinfluß in Frage kommen; wenn die Faktoren D klein gegen 1 sind, so sind die mit D_{GR} behafteten Glieder in λ und μ von 2. Ordnung klein gegen 1.

Als Größe erster Ordnung neben 1 tritt D_{GR} nur in dem Ausdruck für den Einfluß des Raumladungsnetzes auf das Gitter auf, und zwar wird dieser Einfluß (der, wie wir gleich sehen werden, für die Verstärkung von Vorteil ist), durch Vergrößerung von D_{GR} verkleinert.

Es ist also zweckmäßig, D_{GR} nicht zu groß (zulässige Grenze etwa $^1/_5$) zu machen; andernfalls kann eine Verschlechterung der linearen Verstärkung eintreten, die sich durchaus in der Größenordnung $D_{GR}:1$ bewegen kann.

Bedeutend wichtiger ist aber die Frage nach der geeignetsten Wahl von D_{RG} und D_{AG}. Diese Wahl muß wieder unter dem Gesichtspunkt getroffen werden, daß das für die Röhrenverstärkung maßgebende Produkt $\frac{S^2}{s} = \lambda \frac{di_a}{d\bar{e}_g} k$ möglichst groß wird. Nun ist nach (43)

$$k = \frac{\lambda}{\mu} = \frac{1}{D_{AG}}, \tag{44}$$

d. h. **auch bei Raumladungsnetzröhren ist, wie bei Eingitterröhren, die Schutzwirkung gleich dem reziproken Wert des Durchgriffs der Anode durch das Steuergitter.**

Da auch λ mit abnehmendem D_{AG} wächst, so wird offenbar die untere Grenze für D_{AG} nur dadurch gegeben sein können, daß $\frac{di_a}{d\bar{e}_g}$ mit abnehmendem D_{AG} (bei gegebenen Betriebspotentialen) schneller abnimmt als $\lambda \cdot k$ zunimmt. Wir erinnern uns, daß für Eingitterröhren aus dieser Betrachtung ein ganz bestimmter Optimumwert für den Durchgriff D folgte. Wie steht es hiermit bei Raumladungsnetzröhren?

Zufolge der Gleichung

$$\bar{e}_g = \lambda\, e_g + \mu\, e_a + \nu'\, e_r$$

ist es, solange e_r wesentlich größer als der Absolutbetrag $|E_g|$ der negativen Gitterruhespannung ist (was im allgemeinen der Fall sein wird), prinzipiell möglich, den Wert von $\bar{e}_g$ für $e_g = Eg$ mittels des Gliedes $\nu' e_r$ allein größer als 0 zu machen. Vergegenwärtigt man sich ferner, daß der höchste Wert der Entladungssteilheit $\frac{di_a}{d\bar{e}_g}$, wie aus den Figg. 15 und 17 hervorgeht, bereits bei relativ kleinen $\bar{e}_g$-Werten ($\bar{e}_g = 1$—2 Volt) erreicht zu werden pflegt, so kann man weiter folgern, daß das Glied $\nu' e_r$ im allgemeinen sogar allein zur Herstellung des Optimumwertes von $\bar{e}_g$ für $e_g = Eg$ ausreichen wird. Es würde also die Entladungssteilheit durch Abnahme von μ, sogar im Grenzfalle $\mu = 0$ gar keine Einbuße zu leiden brauchen und unter den angenäherten Voraussetzungen, unter denen wir die Theorie hier verfolgen, würde sich der Satz ergeben:

Die Verstärkung einer Raumladungsnetzröhre nimmt bei genügend großen Werten von v' und e_r mit der Abnahme des Anodendurchgriffes D_{AG} durch das Steuergitter unbegrenzt zu."

Diese Regel entspricht ganz dem, was über den Wert der Schutzwirkung k und des Durchgriffs der Anode durch das Schutznetz bei Schutznetzröhren festgestellt wurde. In der Tat besteht hier eine weitgehende Parallele mit der Schutznetzanordnung: Das Raumladungsnetz übernimmt, ebenso wie das Schutznetz, die Aufgabe, durch seine positive Aufladung (die nur von der anderen Seite wirkt, wie beim Schutznetz) jenes konstante positive Feld in der Gitterfläche hervorzurufen, das dem Effektivpotential des Gitters genügend hohe positive Werte gibt, um einen größeren Teil der von der Kathode ausgesandten Elektronen durch das Gitter hindurchtreten zu lassen, bzw. auf der Entladungscharakteristik bis zu dem günstigsten $\bar{e}_g$-Werte zu gelangen.

Eine Parallele mit dem Schutznetz ist aber auch insofern vorhanden, als das Optimum des Durchgriffs D_{RG} nach ganz ähnlichen Gesichtspunkten bestimmt werden muß, wie früher D_{SG}. Nehmen wir, entsprechend wie in § 6, an, daß über D_{AG} von vornherein verfügt sei, und daß, entsprechend dem oben gefundenen Satz, D_{AG} so klein gewählt sei, daß es gegen 1 zu vernachlässigen ist, so würde das Optimum von D_{RG} nur unter dem Gesichtspunkt zu bestimmen sein, daß $\lambda \frac{di_a}{d\bar{e}_g}$ oder (mit Vernachlässigung des Einflusses von D_{AG} und D_{GR} auf λ) der Ausdruck:

$$\frac{1}{1 + D_{RG}} \cdot \frac{di_a}{d\bar{e}_g} \tag{45}$$

möglichst groß werden muß. Für $\bar{e}_g$ kann hierbei mit denselben Vernachlässigungen, ferner unter der Annahme, daß $D_{GR} \ll 1$ ist und daß e_r und e_a von derselben Größenordnung sind, gesetzt werden:

$$\bar{e}_g = \frac{1}{1 + D_{RG}} \cdot e_g + \frac{D_{RG}}{1 + D_{RG}} \cdot e_r \tag{46}$$

Mittels der empirisch gegebenen einfachen Entladungscharakteristiken kann dann aus (45) und (46) wieder das Optimum für D_{RG} genau bestimmt werden. Im allgemeinen aber wird diese genaue Bestimmung gar nicht nötig sein; der Umstand, daß die $i_a, \bar{e}_g$-Kurve bei Spannungsnetzröhren bereits bei 1—2 Volt ihre größte Steilheit erreicht, zusammen mit der Diskussion der Gleichung (46) läßt ohne

weiteres erkennen, daß der günstigste Wert von D_{RG} sehr nahezu derjenige sein muß, bei dem $\bar{e}_g$ so groß wird, daß die $i_a, \bar{e}_g$-Kurve gerade ihre größte Steilheit erreicht. Wird dieser Wert mit $\bar{e}_{gm}$ bezeichnet, so muß also wegen (46) sein:

$$D_{RG} = \frac{|E_g| + \bar{e}_{gm}}{e_r - \bar{e}_{gm}} \tag{47}$$

also z. B. für $E_g = -1{,}4$ Volt, $e_r = 10$ Volt und $\bar{e}_g = 1{,}5$ Volt:

$$D_{RG} = \frac{1{,}4 + 1{,}5}{10 - 1{,}5} = \frac{1}{2{,}9}.$$

Übrigens gilt Gleichung (47) auch dann, wenn über $\bar{e}_{gm}$ nach irgendeinem anderen Gesichtspunkte (z. B. Amplitudenfragen oder Erzielung oder Vermeidung von Richtwirkungen) von vornherein verfügt wird.

Die Konstruktion derartiger Raumladungsnetzröhren stößt auf gewisse technische Schwierigkeiten. Insbesondere ist es nicht entfernt möglich, zu derartig hohen Werten der Schutzwirkung zu gelangen wie bei Schutznetzröhren.

Im Anschluß an diese theoretischen Darlegungen gibt Schottky die Kurven und Daten zweier Raumladungsnetzröhren, die im Querschnitt in den Fig. 18 und 19 gegeben sind. Das Verstärkerrohr Modell 92, das mit 10,5 Volt Anodenspannung arbeitet, gibt eine Verstärkung $\alpha_R = 28$. Für das Verstärkerrohr R, das in der Telegraphenpraxis benutzt wird, gelten folgende Daten: Heizstrom 2,1 Amp., Heizspannung 4 Volt, Sättigungsstrom 30 m A., Anodenspannung 90 Volt, Spannung des Raumladungsnetzes 45 Volt. Fig. 20 und 21 geben die i_a, e_g-Kurven der beiden Röhren.

§ 8. Vergleich der verschiedenen Röhrentypen. Dreigitterröhren. Andere Kombinationen. Soll über den Wert der in den vorangehenden Paragraphen geschilderten Konstruktionsprinzipien ein Urteil gefällt werden, so kann sich dies natürlich nur auf bestimmte Betriebsbedingungen beziehen; je nachdem ob es leichter ist, mit größerem Heizstrom oder mit größeren Anodenspannungen zu operieren, je nach den Anforderungen an Endamplitude, Konstanz, Gewicht und Umfang der Apparatur, sogar je nach dem zu verstärkenden Frequenzgebiet und der gewünschten Selektivität kann das Urteil verschieden ausfallen.

Um jedoch ein ungefähres Durchschnittsurteil zu ermöglichen, ist im Vorhergehenden die Untersuchung der verschiedenen Röhrentypen unter gewissen bequemen Betriebsverhältnissen (0,4 Amp. Heizstrom, 2,4 Volt Fadenspannung, 10,5 Volt Anodenspannung) durch-

geführt worden. Es ergab sich dabei für Eingitterröhren die Verstärkungszahl 14, für Schutznetzröhren 29 bzw. 37 und für Spannungsnetzröhren von technisch bequemer Konstruktion die Zahl 28. Es ergibt sich also unter diesen Bedingungen, daß das Schutznetz- und

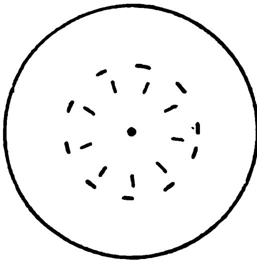


Fig. 18. Querschnitt von Rohr 92.

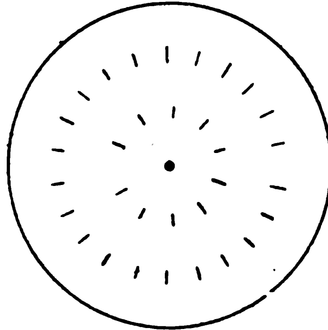


Fig. 19. Querschnitt durch die Elektrode des R-Rohres.

Spannungsnetz-Prinzip ziemlich genau gleichwertig sind, und daß gegenüber den Eingitterröhren in beiden Fällen eine Verbesserung der Röhrenverstärkung um das 2—3 fache zu erzielen ist.

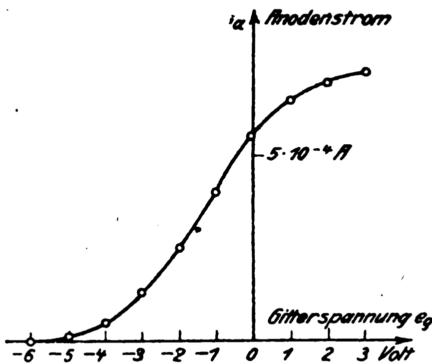


Fig. 20. i_a, e_g-Kurve von Rohr 92.

In allen Fällen, wo es sich um die Verstärkung schwacher Wechselströme handelt, wird man demnach wohl den Mehrgitterröhren vor den Eingitterröhren den Vorzug geben. Denn die Benutzung dieser Röhrentypen bedeutet entweder: Herabsetzung der Anodenspannung auf etwa den 5. Teil, oder eine entsprechende Herabsetzung

der aufzuwendenden Heizenergie. oder, besonders in Mehrfachschaltungen: Verminderung der Zahl der Röhren und Übertrager.

Schwieriger wird die Entscheidung zwischen den beiden geschilderten Typen von Mehrgitterröhren. Das Schutznetzprinzip hat gegenüber dem Raumladungsnetzprinzip insofern einen gewissen Nachteil,

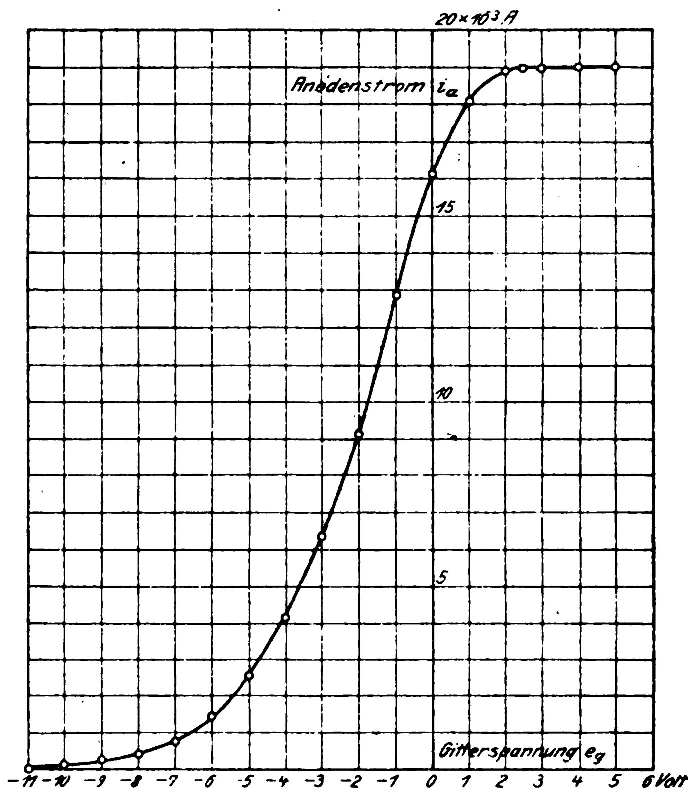


Fig. 21. i_a, e_g-Kurve des R-Rohres.

als es mit höheren inneren Widerständen arbeitet und demnach auch höhere äußere (Wechselstromwiderstände) verlangt; die Übertrager für Schutznetzschaltungen müssen im ganzen 30—40% mehr Windungen besitzen, als die von Raumladungsnetzröhren bei denselben Betriebsbedingungen.

Ein entschiedener Vorteil der Schutznetzröhren gegenüber den Raumladungsnetzröhren ist die erheblich geringere Stärke des ver-

langten Sättigungsstromes. Aus den Angaben des § 6 geht hervor, daß das Rohr *SSI* unter den dort geschilderten Betriebsbedingungen nur einen Ruhestrom von $2 \cdot 10^{-4}$ Amp. benötigt; an das Schutznetz fließen etwa $1 \cdot 10^{-4}$ Amp., also im ganzen gehen von der Kathode aus $3 \cdot 10^{-4}$ Amp. Diese Stromstärke und auch die Neigung der $i_a . e_g$-Kurve ist durch die Raumladung bedingt, also von dem von der Kathode emittierten Sättigungsstrom unabhängig, solange dieser Sättigungsstrom nicht in die Größe des Ruhestroms kommt. Diese von der Theorie geforderte Unabhängigkeit wird von der Erfahrung bestätigt; bis zu Sättigungsströmen von $5 \cdot 10^{-4}$ Amp. herab ist die Verstärkung dieser Röhren unter den gewählten Bedingungen praktisch unabhängig vom Sättigungsstrom und damit auch von der Heizung des Fadens.

Bei Raumladungsnetzröhren liegt die Sache anders. Bei Rohr 92 ist der benutzte Sättigungsstrom (1,5 m A) und die benutzte Spannung des Raumladungsnetzes (10,5 Volt) so gegeneinander abgeglichen, daß die Raumladung eben überwunden und damit alle von der Kathode ausgesandten Elektronen zur Teilnahme an der Entladung und Verstärkerwirkung herangezogen werden. Geht man mit dem Sättigungsstrom über den angegebenen Wert hinaus, so tritt zwischen Kathode und Raumladungsnetz wieder Raumladung auf; der durch das Raumladungsnetz hindurchtretende Strom und damit auch die ganzen Charakteristiken der Röhren ändern sich nicht wesentlich. Wohl aber, wenn man mit dem Sättigungsstrom unter den Normalwert hinuntergeht. Es wird dann einfach die Entladungssteilheit im Verhältnis der benutzten Sättigungsströme verkleinert, die Verstärkung sinkt und hat bei einem Sättigungsstrom von $5 \cdot 10^{-4}$ Amp., falls die Übertrager für den Normalzustand richtig angepaßt sind, nur noch etwa die Hälfte ihres Normalwertes.

Ähnliches gilt auch für andere Betriebsbedingungen. Also: Schutznetzröhren brauchen unter gleichen Betriebsbedingungen bei gleicher Verstärkung nur etwa den dritten Teil des Sättigungsstromes wie Raumladungsnetzröhren. Das bedeutet in bezug auf die Ökonomie des Heizfadens natürlich einen sehr bedeutenden Vorteil, den man entweder durch Dunklerbrennen des Fadens und entsprechend erhöhte (etwa verdreifachte) Lebensdauer oder durch Wahl einer dünneren Fadensorte und Reduktion der Heizenergie auf die Hälfte auswerten kann.

Zum Schluß bespricht Schottky noch einige andere Röhrenkonstruktionen bzw. Schaltungen.

Zunächst die Dreigitterröhren mit Steuergitter, Schutz- und Raumladungsnetz. Obgleich es, wie wir in § 7 sahen, prinzipiell möglich ist, bei Benutzung des Raumladungsnetzes allein die Rückwirkung der Anoden-Wechselspannung beliebig klein zu machen, begegnet doch dieser Versuch gewissen technischen Schwierigkeiten in der Herstellung der geeigneten Elektroden. Es hat sich deshalb zur Herstellung noch höherer Verstärkungsgrade als zweckmäßig erwiesen, Röhren mit Schutz- und Raumladungsnetz zu bauen, die sich besonders auch für Fälle eignen, wo bei kleinen Anodenspannungen aber genügend vorhandener Heizenergie möglichst große Verstärkungen und möglichst große Maximalleistungen erzielt werden sollen. Andererseits kann man mit dieser Type bei größeren Spannungen und Heizströmen Rekordleistungen der Verstärkung aufstellen. So zeigt die Fig. 22 die charakteristischen Kurven eines Rohres (Modell 63), das ebenso wie das *R*-Rohr (§ 6) für 2,1 Amp. Heizstrom, etwa 4 Volt Heizspannung, 30 m A Sättigungsstrom und 100 Volt Anodenspannung konstruiert ist. Der Aufbau ist ganz ähnlich wie beim *R* Rohr; Raumladungsnetz und Schutznetz sind, wie es sich bei dieser Type allgemein durchführen läßt, bereits innerhalb des Rohres verbunden, so daß keine weitere Zuführung nötig ist.

Wie man aus den Kurven erkennt, ist bei $E_g = -2$ Volt, $E_a = 100$ Volt die Gitterempfindlichkeit $S =$ etwa $2500 \cdot 10^{-6}$, die Anodenempfindlichkeit $s =$ etwa $7 \cdot 10^{-6}$, demnach das Empfindlichkeitsverhältnis $= 360$ und die Röhrenverstärkung

$$\alpha_R = \sqrt{2000 \cdot 100} \doteq 950.$$

Im Gegensatz zu den Verstärkern mit negativer Charakteristik (Dynatron[1]), bei denen man im labilen Gebiet ebenfalls beliebig hohe, aber nie betriebssichere Verstärkungen erhalten kann, arbeitet dieses Rohr, falls kapazitive Rückkoppelung vermieden wird, vollkommen konstant und sicher.

Ein anderes Prinzip, mit dessen Hilfe sich sehr hohe, bis jetzt allerdings noch nicht ganz betriebssichere Verstärkungen erzielen lassen, ist folgendes: Man schaltet in einem Rohr, das als Raumladungsnetzrohr gebaut ist, die Elektroden um, so daß das innerste Gitter als Anode, die äußerste, massive Elektrode als Nebenelektrode mit konstantem Potential wirkt. Die Spannungen können dabei dieselben

[1]) A. W. Hull, Negative Resistance. Phys. Rev. VII, S. 141—143. Derselbe, The Dynatron, A Vacuum Tube Possessing Negative Resistance. Proc. Inst. Radio Eng. Februar 1918, S. 5. Diese Zeitschr. 14, 47, 1919.

sein, wie sie bei Raumladungsnetzschaltung an den betreffenden Röhrenelektroden lagen. Dann kommt eine Steuerwirkung des Steuergitters auf den zur Anode (d. h. dem innersten Gitter) fließenden Strom dadurch zustande, daß mit Erhöhung des Gitterpotentials der

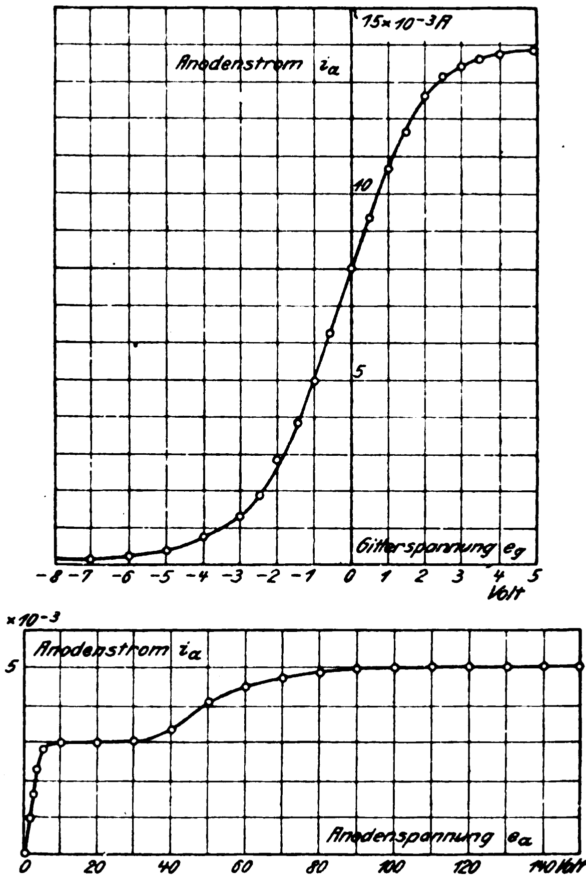


Fig. 22. Charakteristiken eines Dreigitterrohres (Modell 63).

zur äußeren Nebenelektrode (früheren Anode) fließende Strom vergrößert wird; es kehren also weniger Elektronen zum innersten Gitter zurück, der Strom zum innersten Gitter wird verkleinert. Die nähere Überlegung ergibt, daß diese Schwankung, falls außerhalb des innersten Gitters keine Raumladungswirkungen mehr auftreten, von demselben Betrage, nur von dem entgegengesetzten Vorzeichen sein muß wie in der Raum-

ladungsnetzschaltung. Das Vorzeichen von S ändert aber nichts als die Phase der Verstärkung; irgendwelche labilen Eigenschaften sind durch negatives Vorzeichen von S nicht bedingt. Was nun gegenüber der gewöhnlichen Spannungsnetzschaltung bei dieser Schaltung eine wesentliche Erhöhung der Verstärkung ermöglicht, ist der Umstand, daß, sofern die Spannung am innersten Gitter hoch genug ist, um den ganzen Sättigungsstrom vom Glühfaden herüberzuziehen, die Anodenempfindlichkeit s beliebig klein gemacht werden kann. Neben dem Einfluß auf die einfache Entladungscharakteristik, der mit wachsender Spannung des innersten Gitters noch eine kleine Erhöhung des zu diesem fließenden Stromes bewirken wird, steht nämlich der Einfluß auf das Effektivpotential des Steuergitters, der eine Vergrößerung des nach außen abfließenden und infolgedessen eine Verminderung des vom innersten Gitter (Anode) aufgenommenen Stromes bewirkt. Gleicht man durch geeignete Konstruktion diese beiden Einflüsse so gegeneinander ab, daß ein sehr schwach positiver s-Wert entsteht, so erhält man eine sehr hohe Verstärkung, deren Stabilität wenigstens nicht wie beim Dynatron von dem genauen Verhältnis eines äußeren und inneren Widerstandes abhängt. Allerdings ist eine gewisse Abhängigkeit der Stabilität vom Sättigungsstrom und den verschiedenen Betriebsspannungen vorhanden, welche bisher die Verwendung derartiger Röhren verhindert hat; auch ist es ein Nachteil, daß der zur Anode fließende Ruhestrom verhältnismäßig hoch ist, was in dem mit hohem Scheinwiderstand auszustattenden Anodenübertrager zu Gleichspannungsverlusten Anlaß geben kann.

Werden Schutznetzröhren mit so hohen Spannungen betrieben, daß die Anode ebenso viele oder mehr sekundäre Elektronen emittiert als primär auftreffen, und wird dabei das Potential e_s des Schutznetzes größer als das Potential e_a der Anode gewählt, so geht zwar die beabsichtigte Schutznetzwirkung verloren, indem jetzt der Anodenstrom wieder stark von dem Anodenpotential abhängig ist, aber es tritt die neue Wirkung auf, daß der Anodenstrom zunimmt, wenn das Anodenpotential abnimmt, man hat also einen regulären negativen Widerstand vor sich, mit dem man nach Hull[1]) schon an sich Verstärkerwirkungen hervorrufen kann. In der Tat unterscheidet sich die Anordnung und Schaltung der Röhre dann in nichts von dem sogenannten Pleiodynatron der Amerikaner. Nach Schottkys Erfahrungen arbeitet aber die gewöhnliche Schutznetzschaltung bei gleicher Verstärkung viel betriebssicherer als das Pleiodynatron.

[1]) Vgl. die vorhergehende Anmerkung.

Ein negativer Widerstand, den man in seiner Hauptwirkung oder neben dem Gitterprinzip zur Verstärkung benutzen könnte, kann auch, wie schon oben erwähnt wurde, in Röhren mit Spannungsnetz auftreten, und zwar im Stromkreise des Raumladungsnetzes, falls man diesem eine beträchtliche Einwirkung auf das Effektivpotential des Steuergitters ermöglicht, indem man den Durchgriffsfaktor D_{RG} groß macht. Man kann diesen negativen Widerstand aber auch bei Benutzung eines Raumladungsnetzrohres in gewöhnlicher Schaltung zur Erhöhung der Verstärkung benutzen, indem man zwar den Nutzwiderstand in den gewöhnlichen Anodenkreis, aber außerdem einen Drosselwiderstand in den Raumladungskreis legt. Natürlich muß dann wieder oberhalb der Sättigungsspannung gearbeitet werden. Die genauere Theorie ergibt, daß die durch derartige Schaltungen zu erzielende Verbesserung weniger in einer Erhöhung der Verstärkung als in einer Verringerung des scheinbaren inneren Widerstandes des Verstärkerrohres besteht. Für die Praxis unterliegt die Anwendung dieser Schaltung ähnlichen Bedenken wie die des Dynatrons.

Endlich erwähnt Schottky noch einige Versuche, die er mit Röhren gemacht hat, bei denen ein Steuergitter zweimal in den Gang der Elektronenbahn eingeschaltet wurde, derart, daß die Reihenfolge der Elektroden folgende war: Kathode, 1. Steuergitter, durchbrochene Nebenelektrode mit konstantem positivem Potential, 2. Steuergitter, Anode („Doppelsteuerröhren"). In solchen Fällen werden zwei Steuerwirkungen miteinander multipliziert, so daß der Anstieg S des Anodenstromes noch steiler sein kann wie bei gewöhnlichen Spannungsnetzröhren. Zugleich ist dadurch, daß nur eins der Steuergitter dem Anodeneinfluß unterliegt, für eine verhältnismäßig gute Schutzwirkung gesorgt. Diese Röhren eigneten sich auch recht gut zur Verstärkung, besonders bei niedrigen Spannungen, doch sind sie den Röhren mit nur einer Nebenelektrode kaum überlegen und den Dreigitterröhren mit Schutznetz und Raumladungsnetz entschieden unterlegen.

Da während des Krieges, wenigstens in Deutschland, nichts über Röhrenverstärker veröffentlicht werden durfte und so verschiedene Arbeiten von mehreren Seiten gleichzeitig gemacht worden sind, so dürften die historischen Bemerkungen nach der Priorität solcher Arbeiten, die Schottky zum Schluß noch anfügt, Interesse beanspruchen. Es geht daraus hervor, daß die in der referierten Arbeit ausgegebenen Sätze zum großen Teil von Schottky vor den Untersuchungen von Vallauri, Satour, Rukop, Barkhausen u. a. gefunden wurden.

Alberti.

L. Pungs und **G. Preuner**, Verfahren zur Messung sehr kleiner Kapazitäten und Induktivitäten. Phys. Ztschr. **20**, S. 551, 1919.

J. Herweg, Die Messung sehr kleiner Kapazitätsänderungen mittels ungedämpfter Schwingungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, S. 572, 1919.

W. Hammer, Die Messung kleiner Kapazitäts- und Selbstinduktions-Änderungen mittels ungedämpfter Schwingungen. Ber. d. Naturf. Ges. Freiburg (Br.) **22**, 2, 1920.

G. Falckenberg, Eine Differentialschaltung zur Messung von Kapazitäten und Selbstinduktionen mit einer Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-8}$. Ann. d. Phys. (4) **61**, S. 167, 1920.

Der Grundgedanke des Verfahrens besteht darin, daß zwei ungedämpfte, durch Kathodenröhren erzeugte Schwingungen hoher Frequenz ν_1 und ν_2 überlagert werden.

In der erstgenannten Arbeit wird alsdann die Differenzschwebung nach Gleichrichtung abermals mit einer durch eine dritte Röhre erzeugten Schwingung gleicher oder nahezu gleicher Frequenz n_t überlagert und einem Telephon zugeführt, mit welchem das Auftreten und Verschwinden der langsamen akustischen Schwebungen beobachtet wird, die als Anzeigemittel bei der Messung dienen. Die Beobachtung dieser Schwebungen ist ein sehr empfindliches Mittel, um Veränderungen im Schwingungszustande eines der beiden Hochfrequenzkreise festzustellen. Die Schwebungsfrequenz $n_s = \nu_1 - \nu_2 - n_t$. Werden ν_2 und n_t konstant gehalten, so ist $\Delta \nu_1 = \Delta n_s$. Nun gilt für kleine Änderungen in erster Annäherung $\Delta \nu_1 \sim \Delta C_1$. Hat man den Proportionalitätsfaktor mit Hilfe einer bekannten kleinen Kapazitätsänderung bestimmt, so ergibt sich die gesuchte Kapazitätsänderung ΔC_1.

Stellt man vor und nach der zu ermittelnden Kapazitätsänderung ΔC_1 die Tonfrequenz n_t so ein, daß $n_s = 0$ wird, d. h. die Schwebungen verschwinden, so gilt $\Delta \nu_1 = \Delta n_t$, hieraus folgt $\Delta C_1 \sim \Delta C_t$. Man verfährt sodann wie oben angegeben. Durch passende Wahl des Proportionalitätsfaktors kann man erreichen, daß die Änderungen ΔC_t ein hohes Vielfaches der Änderungen ΔC_1 betragen. Die Methode hat daher den Vorzug, daß die Einstellung in gröberer Form, z. B. durch einen Drehkondensator größerer Kapazität, erfolgen kann.

Man kann schließlich auch eine Substitutionsmethode zur Bestimmung von ΔC_1 anwenden, wobei die veränderliche Normalkapazität kleinen Betrages C_n so eingestellt wird, daß n_s konstant (z. B. $= 0$) bleibt. Es ist dann $\Delta C_1 = C_n$.

Die Genauigkeit der Methode ist von der Wahl der Frequenzen ν_1 und ν_2 abhängig. Sie dürfte mit Rücksicht auf elektrostatische Anordnung (Erdkapazität), Temperaturverhältnisse sowie Inkonstanz der Schwingungen etwa 10^{-6} bis 10^{-7} betragen.

Der Verf. der zweiten Arbeit verwendet eine der besprochenen sehr ähnliche Methode. Der Unterschied der beiden Verfahren besteht im wesentlichen darin, daß die Vergleichstonfrequenz nicht durch einen dritten Schwingungsgenerator, sondern durch eine Stimmgabel erzeugt wird. Das Telephon liegt im Anodenkreise des einen Hochfrequenzerzeugers. Aus den beobachteten Schwebungsfrequenzen wird die Kapazitätsänderung eines der beiden Kreise ermittelt (vgl. oben). Voraussetzung ist Konstanz der Frequenzen; hierin liegt die Schwierigkeit. Die Frequenzen sind nämlich praktisch nicht nur von den elektrischen Konstanten der Schwingungskreise, sondern außerdem von thermischen und elektrischen Einflüssen in den Röhren bzw. in der Anordnung der Apparatur, abhängig. Zur Überwindung dieser Schwierigkeiten schirmt Verf. die gesamte Anlage durch eine geerdete leitende Hülle kapazitiv ab. Der Telephonton wird dem Ohre durch einen Schlauch zugeführt. Außerdem wird eine besondere Röhrentype verwendet, die mit einer Anodenspannung von 6 Volt arbeitet. Diese Röhre unterscheidet sich von den üblichen durch einen längeren Glühfaden, eine sehr viel größere plattenförmige Anode und ein Gitter, das aus sehr feinem Draht gewickelt ist.

Die Empfindlichkeit ist etwa ebenso groß wie bei der Methode von Pungs und Preuner (ca. 10^{-6}).

Beide Arbeiten sind, ebenso wie die folgende, nur als vorläufige Mitteilungen zu betrachten; Verfeinerungen und Korrektionsbestimmungen sollen später folgen.

Anstatt der Überlagerung des Schwebungstones durch ein Tonnormal läßt Hammer die beiden Schwingungskreise auf einen Detektorkreis wirken, in dem parallel zum Blockkondensator ein empfindliches Vibrationsgalvanometer liegt, das auf die Schwebungsfrequenz abgestimmt ist und sich durch große Resonanzschärfe und Konstanz des Ausschlages auszeichnet. Über die konstruktiven Einzelheiten des Instrumentes sowie seine weitere Verwendungsmöglichkeit wird eine weitere Arbeit angekündigt.

Das Verfahren besitzt den Vorteil, daß die Einzelmessung weniger lange dauert als bei den Auszählmethoden. Infolge der Schwierigkeit, die Schwingungen längere Zeit konstant zu halten, ist die Verkürzung der Versuchsdauer von besonderem Wert.

Bei Meßreihen mit gleichen Intervallen kann man in folgender Weise verfahren: Ist $n = \nu_1 - \nu_2$ die Schwebungsfrequenz (und Eigenfrequenz des Galvanometers), so ändert man eine Versuchsbedingung (Temperatur, Druck usw.) kontinuierlich, bis das Galvanometer wieder anspricht; dann ist $\nu_2 - \nu_1 = n$. Durch eine Kondensatoränderung in gleicher Richtung erhält man wieder $\nu_1 - \nu_2 = n$, worauf man das Verfahren wiederholt. Man erhält so, ohne eine Konstante kennen zu müssen, gleiche Kapazitätsintervalle.

Auch hier ist Konstanz der Schwingungen Bedingung für die Durchführbarkeit der Versuche, daher sind die gleichen Vorsichtsmaßregeln erforderlich wie oben. (Kapazitive Abschützung, Fernhaltung von Erschütterungen, schnelle Durchführung der Meßreihen usw.).

Den drei besprochenen Arbeiten gedanklich nahe verwandt ist die Differentialmethode von Falckenberg. Die experimentelle Anordnung ist die folgende:

Ein Röhrengenerator in Spannungsteilerschaltung erregt zwei induktiv lose gekoppelte, symmetrische Schwingungskreise, die ihrerseits beide wieder induktiv mit einem dritten Kreis so gekoppelt sind, daß sie sich in ihrer Wirkung auf diesen Kreis aufheben, wenn die in ihnen fließenden Ströme nach Amplitude und Phase gleich sind. Sämtliche Kreise arbeiten in Resonanz. Parallel zum Kondensator des letzten Kreises liegt ein Röhrenverstärker nach Barkhausen, (Widerstandskoppelung von Röhre zu Röhre) parallel zum Anodenkreiswiderstand der letzten Röhre ein Galvanometer. Die das Galvanometersystem drehende Spannung an den Enden dieses Widerstandes ist im Ruhezustand durch eine Kompensationseinrichtung aufgehoben.

Die Summe aller Kapazitäten (Kondensatoren + Spulen) in beiden vom Generator direkt erregten Kreisen ist etwa gleich $25 \cdot 10^2$ cm. Dem Kondensator C_2 des einen der beiden Kreise ist ein Meßkondensator C_1 mit veränderlichem Plattenabstand von etwa 15 cm Kapazität parallel geschaltet. Wird die Kapazität von C_2, z. B. infolge von Vergrößerung der Dielektrizitätskonstante der zwischen seinen Platten enthaltenen Flüssigkeit durch Drucksteigerung, vergrößert, so wird infolge der hierdurch hervorgerufenen Verstimmung der Indikatorkreis erregt und das Galvanometer schlägt aus. C_1 muß zur Wiederherstellung der Resonanz verkleinert werden. Die Verkleinerung von C_1 ist aus der Änderung des Plattenabstandes berechenbar.

Die benutzten Wellenlängen sind 2300, 4000 und 27000 m.

Nach Angabe des Verf. ist bei $25 \cdot 10^2$ cm Gesamtkapazität eine Änderung von etwa $4 \cdot 10^{-5}$ cm noch meßbar, die Empfindlichkeit der

Anordnung beträgt daher etwa $2 \cdot 10^{-8}$. Infolge dieser hohen Empfindlichkeit hat die räumliche Verteilung leitender Massen in der Umgebung der Versuchsanordnung bereits einen erheblichen Einfluß auf die Größe der gemessenen Kapazität, sofern diese nebst Zuleitungen und Spulen nicht abgeschützt ist.

Auch die Temperatur ist von bedeutendem Einfluß. (Da der Temperaturkoeffizient von Normal-Luftkondensatoren einige Hunderttausendstel betragen kann, so müßte zur vollen Ausnutzung der Meßgenauigkeit die Temperatur auf mindestens 0,001° bekannt sein. Ähnliches gilt vom barometrischen Luftdruck. Die erforderliche Konstanz dieser Größen ist jedoch im allgemeinen ohne besondere Hilfsmittel nicht gewährleistet. Anm. d. Ref.)

Die angegebene Methode wurde vom Verf. bei Untersuchungen über den Druckkoeffizienten der Dielektrizitätskonstante von Flüssigkeiten benutzt. Sie eignet sich indessen auch für Präzisionsmessungen anderer Art, z. B. für Permeabilitätsmessungen verdünnter Lösungen.

Dr. Zickner.

John M. Miller, Abhängigkeit der Impedanz des Eingangskreises einer Dreielektroden-Vakuumröhre von der Belastung im Anodenkreise. (Scientific Papers of the Bur. of Standards No. 351, S. 367, 1919.)

Die vorliegende Arbeit handelt für den Fall einer negativen Gitterspannung von der Impedanz des Gitterkreises, den man auch als den Eingangskreis der Röhre bezeichnen kann. Ist die Gitterspannung negativ gegen den Heizdraht, fließt also kein Elektronenstrom zum Gitter, so sollte man annehmen, daß die Impedanz des Eingangskreises der Röhre ohne Bedeutung ist. Dies ist jedoch nicht der Fall und zwar haben infolge der Kapazitäten der Elektroden gegeneinander bezw. ihrer Zuleitungen d. h. also durch Rückkopplung über die Röhre die Daten des Anodenkreises einen Einfluß auf das Verhalten der Röhre als Verstärker.

Besteht die Belastung des Anodenkreises aus einem rein Ohmschen Widerstande oder aus einer Kapazität, so kann die Eingangsimpedanz dargestellt werden als ein positiver Widerstand in Serie mit einer Kapazität. Die Röhre absorbiert also Energie. Ist die Belastung induktiv, so kann die Impedanz in manchen Fällen wie ein negativer Widerstand in Serie mit einer Kapazität wirken. Dies bedeutet eine Erhöhung der Verstärkungswirkung der Röhre und kann zu Eigen-

schwingungen führen. Eine entsprechende Anordnung ist von Armstrong zum erstenmal angegeben worden[1]).

Verf. berechnet die Impedanz des Gitterkreises $Z_g = \frac{E_g}{I_g}$ mit Hilfe der symbolischen Darstellung aus den für die einzelnen Kreise und Verzweigungspunkte aufgestellten Kirchhoffschen Gleichungen und zeigt, daß sie sich in der Form $z_g = r_g + i x_g$ schreiben läßt. Die so errechneten Werte vergleicht Verf. mit experimentell gemessenen Werten und findet eine sehr gute Übereinstimmung. Alberti.

1) Armstrong, Proc. J. R. E. 3, S. 215, 1915. Jahrbuch 12, S. 241, 1918, besonders S. 247—248.

Patentschau.

Von H. Eales.

Funkenstrecken, Lichtbogenschwingungsgeneratoren, Zünd- und Regelungsvorrichtungen für diese.

D. R. P. 318 617. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 21. 6. 14, ausgegeben 4. 4. 20.

1. Serienlöschfunkenstrecke mit offenem Entladungsraum, dadurch gekennzeichnet, daß die einzelnen Elektroden auf an der Peripherie der Elektrodenkörper angebrachten Zentrierachsen unter Zwischenschaltung von Distanzstücken aufgereiht und in der Mitte durchbohrt sind, so daß bei der Anordnung der Elektrodenkörper zu einer Serienfunkenstrecke ein mittlerer Luftkanal entsteht, zu dem Zwecke, den Zutritt der Luft an sämtlichen Stellen der Funkenstrecke zu ermöglichen und eine Luftzirkulation bei Inbetriebnahme durch die natürliche Anordnung der Funkenstrecke herbeizuführen.

2. Ausführungsform der Serienlöschfunkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die einzelnen Elektrodenkörper ihren Querschnitt nach außen zu verringern zwecks Erweiterung des Luftraumes.

D. R. P. 321 210. C. Lorenz A. G. in Berlin-Tempelhof. Vom 2. 12. 15, ausgegeben am 17. 7. 20. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 318 617.

1. Serienlöschfunkenstrecke mit offenem Entladungsraum nach Patent 318 617, gekennzeichnet durch die Anordnung einer Zusatzfunkenstrecke in dem mittleren Luftkanal der Serienlöschfunkenstrecke.

2. Ausführungsform der Anordnung nach Anspruch 1, gekenn-

zeichnet durch eine offene Zusatzfunkenstrecke, welche durch ultraviolette Bestrahlung die Serienlöschfunkenstrecke beeinflußt.

3. Ausführungsform der Anordnung nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß die offene Zusatzfunkenstrecke eine von der Serienlöschfunkenstrecke verschiedene Durchschlagsspannung besitzt.

D. R. P. 323137. C. Lorenz A. G. in Berlin-Tempelhof; ebenfalls Zusatz zu D. R. P. 318 617. Vom 8. 6. 15, ausgegeben 17. 7. 20.

Offene Serienlöschfunkenstrecke nach Patent 318 617, dadurch gekennzeichnet, daß die aktive Fläche der Elektroden die Gesamtgröße der Elektrode darstellt, so daß durch eine automatische Luftzirkulation eine gleichmäßige Entionisierung des Funkenraumes unter Vermeidung der körperlichen Ableitung der Wärme durch besondere Ansätze eintritt.

D. R. P. 315 512. C. Lorenz A. G. in Berlin-Tempelhof. Vom 17. 6. 15, ausgegeben 7. 11. 19.

Funkenstrecke für Stoßsender der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, bestehend aus zwei oder mehreren ringförmigen Elektroden, dadurch gekennzeichnet, daß diese Elektroden mit lappenförmigen Ansätzen versehen sind, um bei einem geringsten Gewicht der gesamten Funkenstrecke die größtmögliche Energieumformung in hochfrequente Schwingungen zu erzielen.

D. R. P. 317 875. C. Lorenz A. G. in Berlin-Tempelhof. Vom 22. 6. 15, ausgegeben 6. 1. 20. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 315 512.

Funkenstrecke für Stoßsender der drahtlosen Nachrichtenübermittlung nach Patent 315 512, dadurch gekennzeichnet, daß jede Funkenstreckeneinheit aus zwei in irgendeiner Weise miteinander verbundenen Elektrodenkörpern besteht, wobei die Anordnung so getroffen ist, daß zwischen diesen Elektrodenkörpern ein Funkenübergang nicht stattfindet.

D. R. P. 317 942. Robert Bosch Akt.-Ges. in Stuttgart. Vom 20. 7. 18, ausgegeben 7. 1. 20.

1. Serienfunkenstrecke für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die zwischen den Endplatten angeordneten Säulen aus Steatit, Speckstein oder einem ähnlichen Steinmaterial bestehen.

2. Serienfunkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Verbindung zwischen den Steatitsäulen und den Endplatten durch in die Steatitsäulen eingelassene Metallteile erfolgt, die zwecks Bearbeitung und Herstellung eines genauen Abstandes zwischen den Endplatten über die Stirnflächen der Steatitsäulen vorstehen.

D. R. P. 319 155. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dipl.-Ing. Bruno Rosenbaum in Berlin. Vom 22. 5. 15, ausgegeben 28. 2. 20.

1. Offene Funkenstrecke, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Elektroden z. B. durch Anordnung von Durchbrechungen in der Weise ausgebildet sind, daß die Luftbewegung in mehreren, in verschiedenen Ebenen liegenden Richtungen erfolgen kann.

2. Funkenstrecke nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die einzelnen Elektroden durch beiderseits offene Röhren gebildet sind, die in geeigneten Abständen voneinander angeordnet sind.

D. R. P. 320 959. Gallettis Wireless Telegraph and Telephone Company Limited in London. Vom 2. 2. 15, ausgegeben 14. 5. 20. Unionspriorität: Großbritannien vom 2. 2. 14.

1. Funkenstreckenanordnung für elektrische Schwingungskreise, dadurch gekennzeichnet, daß eine aus Vakuum-Funkenstrecken mit festen Elektroden zusammengesetzte Serien-Funkenstrecke in Reihe mit einer gewöhnlichen Funkenstrecke geschaltet ist, zum Zweck, das dauernde Leitendwerden der Vakuum-Funkenstrecken zu verhindern.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die gewöhnliche Funkenstrecke ebenfalls als Serien-Funkenstrecke ausgebildet ist.

3. Schwingungskreis mit Funkenstreckenanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Gebetaste in Reihe mit einem Widerstand parallel zu der Vakuum-Serien-Funkenstrecke geschaltet ist.

D. R. P. 319 399. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 14. 8. 13, ausgegeben 3. 3. 20.

Schaltungsanordnung zum Zünden von Hochfrequenzgeneratoren, bei welcher die Zündung durch Annäherung der Elektroden erfolgt, dadurch gekennzeichnet, daß mit der bzw. mit den beweglichen Elektroden eine Schalteinrichtung gekoppelt ist, welche den Teilbeträge eines Regulierwiderstandes einschaltenden Schalter öffnet, derart, daß beim Zünden immer der gesamte Regulierwiderstand im Speisestromkreis liegt.

D. R. P. 318 009. Siemens & Halske Akt.-Ges. in Siemensstadt bei Berlin. Vom 24. 11. 14, ausgegeben 9. 1. 20.

1. Einrichtung zur Zündung einer Funkenstrecke, die einen Schwingungskreis erregt, dadurch gekennzeichnet, daß die Zündung ausgelöst wird durch eine von dem Schwingungskreis abhängige, mit einer bestimmten Phase der Hauptschwingung zusammenfallende Schwingung.

2. Einrichtung zur Zündung einer Funkenstrecke in Phase mit

der Schwingung eines von ihr erregten Schwingungskreises nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß Interferenzschwingungen des Hauptschwingungskreises mit einem anderen Schwingungskreis benutzt werden, um die Zündung in der vorgeschriebenen Phase der Schwingung des Hauptschwingungskreises herbeizuführen.

3. Einrichtung zur Zündung einer Funkenstrecke nach Anspruch 2, dadurch gekennzeichnet, daß der Schwingungskreis mit einem oder mehreren abgestimmten Hilfskreisen zusammen auf einen Schwebungskreis wirkt, der die Zündung auslöst.

4. Ausführungsform einer Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Zündung durch Überbrückung einer Teilfunkenstrecke ausgelöst wird.

D. R. P. 320 958. Emile Girardeau und Joseph Bethenod in Paris. Vom 28. 3. 14, ausgegeben 15. 5. 20. Unionspriorität Belgien: 1. 4. 13.

1. Selbsttätige Lichtbogenregulierung, insbesondere für Anlagen zur Erzeugung von elektrischen Schwingungen hoher Frequenz, mit einem Hilfsmotor zum Antrieb des Elektrodenstellwerkes, dadurch gekennzeichnet, daß mit Hilfe zweier vom Zufuhrstrom des zu regelnden Lichtbogens durchflossener Relais, die für zwei geringfügig abweichende Werte dieser Stromstärke eingestellt sind, die Verbindungen des Hilfsmotors mit seiner Stromquelle derart umgeschaltet werden, daß dieser selbsttätig in der einen oder anderen Drehrichtung in Gang gesetzt oder angehalten wird, wodurch die Stärke des Zufuhrstromes zwischen den durch die Einstellung des Relais gegebenen Grenzen gehalten wird.

2. Selbsttätige Lichtbogenregulierung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß als Stromquelle für den Hilfsmotor ein Leitungswiderstand zur Anwendung gelangt, der von dem Zufuhrstrom des Lichtbogens durchflossen wird.

3. Selbsttätige Lichtbogenregulierung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die zwecks Regelung der Schlagweite bewegbar angeordnete Elektrode aus einer Kreisscheibe besteht, welche an dem Ende einer exzentrisch zur Achse der anderen zylindrischen Elektrode angeordneten Schraubenspindel angebracht ist, so daß gleichzeitig mit der merklich stetig erfolgenden Annäherung der Scheibe eine langsame Drehung derselben zwecks Ausgleichs der Abnutzung stattfindet.

K. P. 300 043. Dr. Walter Burstyn in Berlin. Vom 24. 11. 16, ausgegeben 15. 12. 19.

1. Anordnung zur Bemessung der Hochfrequenzenergie eines entladestreckenfreien. Schwingungskreises, wobei in an sich bekannter Weise die Schwingungen durch plötzliche Unterbrechung eines durch

die Selbstinduktionsspule des Kreises fließenden Gleichstromes erzeugt werden, dadurch gekennzeichnet, daß die Zeitkonstante des Gleichstromkreises durch Einfügen eines hinreichend hohen Ohmschen Widerstandes kleiner als die Kontaktdauer gemacht wird, so daß die jeder Unterbrechung entsprechende Schwingungsenergie nach der Formel $\frac{L J^2}{2}$ berechnet werden kann.

D. R. P. 317 921. Robert Bosch Akt.-Ges. in Stuttgart. Vom 19. 5. 17, ausgegeben 7. 1. 20.

1. Anordnung zum magnetischen Löschen der unterteilten Löschfunkenstrecke bei Sendestationen für tönende Funken, dadurch gekennzeichnet, daß beim Auftreten des Funkens ein vom Kurzschlußstrom beeinflußter Blasmagnet eine löschende Wirkung ausübt.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Wicklung des Blasmagneten in Serie mit der Primärwicklung des Transformators geschaltet ist.

3. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Wicklung des Blasmagneten parallel zur Primärwicklung des Transformators geschaltet ist.

4. Anordnung nach Anspruch 1 und 3, dadurch gekennzeichnet, daß durch Vorschaltung von Selbstinduktion oder Kapazität vor die Wicklung des Blasmagneten eine Wirkungsverzögerung oder Voreilung erreicht wird.

D. R. P. 322 345. Dr. N. Papalexi in Straßburg i. Els. Vom 3. 4. 14, ausgegeben 26. 6. 20.

1. Verfahren zur Erzeugung kontinuierlicher elektrischer Schwingungen von konstanter Schwingungszahldifferenz, dadurch gekennzeichnet, daß die Schwingungen in zwei zu demselben Lichtbogenerreger parallel geschalteten, nahezu aufeinander abgestimmten Schwingungskreisen erzeugt werden, wobei der Schwingungserzeuger gleichzeitig einen dritten Kreis erregt, dessen Schwingungszahl ganz oder nahezu zu der mittleren Schwingungszahl der beiden ersten Kreise in harmonischem Verhältnis steht.

D. R. P. 322 249. Emile Girardeau in Paris. Vom 29. 5. 13, ausgegeben 23. 6. 20. Unionspriorität: Frankreich 3. 6. 12.

1. Schaltungsweise der Generatoren für Lichtbogenspeisung zwecks Erzeugung von Hochfrequenzströmen, gekennzeichnet durch die Anwendung von als Motoren arbeitenden Seriendynamomaschinen, die an Stelle der gewöhnlichen Ohmschen Widerstände zwischen die Speisestromquelle und die Funkenstrecke eingeschaltet werden, um einen besseren Wirkungsgrad zu erzielen.

Tonsender.

D. R. P. 317 944. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 3. 17, ausgegeben 31. 12. 19.

Verfahren zur Beobachtung und Feststellung der regelmäßigen Funkenfolge bei Sendern für Stoßerregung und zur Energiemessung, gekennzeichnet durch die Einschaltung eines Gleichstrominstruments in die primäre Leitung des den Stoßkreis speisenden Transformators.

D. R. P. 318 996. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. und Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 16. 9. 15, ausgegeben am 13. 2. 20.

Verfahren zum Betrieb von Funkenstationen, dadurch gekennzeichnet, daß die periodische Wiederholung der Vorgänge im Senderkreis bzw. die etwa auftretenden Störungen der Beobachtung durch ein Anzeigeinstrument unterworfen werden, das unmittelbar in den Stoßkreis oder in den Antennenkreis oder parallel zu einer Wicklung des Hochfrequenztransformators oder eines Teiles davon geschaltet ist.

D. R. P. 320 432. Thor Thörnblad in Stockholm. Vom 12. 11. 16, ausgegeben 12. 4. 20.

1. Anordnung für den Antrieb von funkentelegraphischen Flugzeuggeneratoren, dadurch gekennzeichnet, daß der Rotor des Generators, zwecks Vergrößerung des Trägheitsmoments des sich drehenden Systems, mit einer in geeigneter Weise an der Achse des Generators befestigten Masse versehen ist, wodurch bei elektrischer Belastung des Generators die Umdrehungszahl desselben wenigmöglichst herabfällt und ein für die drahtlose Übermittlung besonders wichtiger, reiner, konstanter Ton auch bei Strichbelastung erzielt wird.

2. Anordnung für den Antrieb von funkentelegraphischen Flugzeuggeneratoren, dadurch gekennzeichnet, daß die Achse des Rotors an einem oder beiden herausragenden Teilen zwecks Vergrößerung des Trägheitsmoments des sich drehenden Systems zum Schwungrad ausgebildet wird zur Erzielung der im Patentanspruch 1 bezeichneten Wirkung.

D. R. P. 319 552. Robert Bosch Akt.-Ges. in Stuttgart. Vom 15. 4. 17, ausgegeben 11. 3. 20.

Anordnung zum Abstimmen drahtloser Stationen bei gleichbleibender Felderregung, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen Maschine und Transformator ein Leistungstransformator mit einstellbarer Leistung geschaltet wird, wodurch Resonanz zwischen Hochspannungstransformator und Leistungstransformator erreicht werden kann, während die Maschine, besonders bei geringen Leistungen der drahtlosen Stationen, nur lose mit dem Leistungstransformator gekoppelt ist.

D. R. P. 319 397. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 5. 9. 13, ausgegeben 9. 3. 20.

Mit verschiedenen Tonhöhen arbeitender tönender Sender für drahtlose Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß mit der Einstellung der Umlaufzahl des Motors zwangläufig die für jede Tonhöhe erforderliche Resonanz zwischen dem Maschinenkreis und dem Niederfrequenzkreis, beispielsweise durch Veränderung der Selbstinduktion oder des magnetischen Feldes des letzteren Kreises, eingestellt wird.

K. P. 298 903. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 30. 3. 16, ausgegeben 24. 9. 19.

1. Verfahren zum Benutzen verschiedener Antennen, dadurch gekennzeichnet, daß beim Wechseln der Antenne die Primärkapazität (Stoßkreiskapazität) zwecks Aufrechterhaltung eines bestimmten Kapazitätsübersetzungsverhältnisses zwischen Primärkreis und Antennenkreis gleichzeitig mit umgeschaltet wird.

2. Verfahren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß auch zwecks Aufrechterhaltung der Maschinenresonanz gleichzeitig die Drossel beim Wechseln der Antenne umgeschaltet wird.

3. Vorrichtung zur Ausführung des Verfahrens nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß sämtliche Apparate durch den Antennenwahlschalter geschaltet werden.

Sender- und Anrufschaltungen für drahtlose Telephonie.

D. R. P. 312 588. Dr. Heinrich Faßbender in Charlottenburg und Erich Habann in Berlin-Waidmannslust. Vom 12. 9. 18, ausgegeben 2. 1. 20.

1. Anrufschaltung für Mehrfachnachrichtenübertragung mittels hochfrequenter Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß die Sendewelle jedes Einzelsenders gleichzeitig Träger der für diesen Sender dienenden Anrufzeichen ist.

2. Schaltung nach Anspruch 1 in der Anwendung auf Kathodenröhrensender und Summeranruf, dadurch gekennzeichnet, daß der Gitterkreistransformator gleichzeitig zur Übertragung der Sprechströme und der Summerströme auf die Sendewelle dient.

D. R. P. 312 586. Dr. Heinrich Faßbender in Charlottenburg und Erich Habann in Berlin-Waidmannslust. Vom 30. 8. 18, ausgegeben 2. 1. 20.

1. Sendeeinrichtung für Telephonie mit durch Kathodenröhren erzeugten hochfrequenten Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß

die Sprechströme selbst ganz oder teilweise die zum Betriebe der Kathodenröhre erforderliche Energie liefern.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die durch Mikrophon und Ortsbatterie erzeugten Sprechströme in Hochspannung transformiert und dem Anodenkreis der Röhre zugeführt werden.

3. Einrichtung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch eine in dem Anoden- und Gitterkreis zugeführte Zusatzgleichspannung.

D. R. P. 312 585. Dr. Heinrich Faßbender in Charlottenburg und Erich Habann in Berlin-Waidmannslust. Vom 30. 8. 18, ausgegeben 30. 12. 19.

1. Kathodenröhrensender für Telephonie mit hochfrequenten Schwingungen, gekennzeichnet durch zwei aufeinander abgestimmte Kathodenröhren, die mit je einer von zwei im entgegengesetzten Sinne gewickelten Spulen o. dgl. das Übertragungsorgan derart induzieren, daß sich die Schwingungen beider Röhren bei gleichem Anodenstrom während der Sprechruhe aufheben und nur die durch die Sprache veränderten Schwingungen in das Übertragungsorgan gelangen.

2. Kathodenröhrensender nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch einen gemeinsamen Schwingungskreis am Gitter beider Röhren zwecks Gewährleistung der gleichen Frequenz.

3. Kathodenröhrensender nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Sprachbeeinflussung der Schwingungen durch einen Mikrophonkreis geschieht, der durch einen Eingangstransformator mit dem Gitterkreis der einen Röhre gekoppelt ist.

Empfängeranordnungen.

D. R. P. 312 587. Dr. Heinrich Faßbender in Charlottenburg und Erich Habann in Berlin-Waidmannslust, vom 30. 8. 18, ausgegeben 12. 12. 19.

1. Schaltung an Audionempfängern, dadurch gekennzeichnet, daß parallel zu dem kleinen Kondensator im Gitterkreis statt des Silitwiderstandes ein genügend hoher induktiver Widerstand geschaltet ist.

2. Schaltung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Gitterkreiskondensator und der induktive Widerstand einen Schwingungskreis bilden, der auf den Rhythmus der Kondensatoraufladung abgestimmt ist.

D. R. P. 320 964. Dr. Siegmund Loewe in Berlin. Vom 19. 4. 18, ausgegeben 15. 5. 20.

1. Schaltungsweise für Audionempfänger, dadurch gekennzeichnet,

daß die dem Eingangstransformator des Verstärkers zugeführte Energie nicht dem Anodenkreise des Audions, sondern dem Gitterkreise desselben an beliebiger Stelle entnommen wird.

2. Schaltungsweise nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Energieentnahme aus dem Gitterkreis unter Vermittlung eines Blockkondensators erfolgt, welcher einpolig direkt und mit dem anderen Pol über die Primärwicklung des Eingangstransformators mit dem negativen Batteriepol verbunden ist, an welchen auch die Sekundärwicklung des Eingangstransformators einpolig angeschlossen ist.

D. R. P. 315 630. Christoph Wirth in Nürnberg. Vom 16. 3. 18, ausgegeben 10. 11. 19.

1. Schaltungsanordnung für Kathodenlampenstromverstärker mit mehreren in Kaskade geschalteten Verstärkerlampen, dadurch gekennzeichnet, daß diese Lampen in Gruppen angeordnet sind, die je nur so viele Verstärker in Kaskade enthalten, daß in ihnen das Singen noch nicht eintritt, und daß diese einzelnen Gruppen durch Einschaltung besonderer Zwischenglieder verbunden sind, welche eine Rückwirkung von Schwingungen möglichst vermeiden, ohne den Durchgang der pulsierenden Ströme wesentlich zu stören.

D. R. P. 316 033. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. in Berlin. Vom 29. 8. 17, ausgegeben 18. 11. 19.

1. Einrichtung zum Empfang hochfrequenter Ströme mittels Detektors und Telephons in einem aperiodischen oder abstimmbaren Detektorkreis, insbesondere für Kreise mit Überlagerungsempfänger oder Hochfrequenzverstärker, dadurch gekennzeichnet, daß ein z. B. durch Unterteilung der Spule eines gewöhnlichen Telephons mittels einer mittleren Anschlußleitung gebildetes Doppelspulentelephon verwendet wird, dessen einzelne Spulen mit je einem Detektor mit teilweiser oder vollständiger Ventilwirkung in an sich bekannter Weise derart in zwei parallelen Zweigen entgegengesetzt geschaltet sind, daß die von den Detektoren durchgelassenen Ströme die Telephonmembran gleichsinnig beeinflussen,

D. R. P. 317 545. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 24. 11. 18, ausgegeben 16. 12. 19.

Einrichtung zum Empfang schwacher ungedämpfter Schwingungen, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß alle nicht stromführenden metallischen Teile, insbesondere die mechanisch bewegten Teile, gut leitend miteinander verbunden sind.

D. R. P. 317 543. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 3. 17, ausgegeben 24. 12. 19.

Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie zur Erzielung einer kontinuierlichen großen Wellenskala unter Zuhilfenahme eines Kondensators, dessen bewegliches Plattensystem nacheinander mehrere feste, voneinander isolierte Plattensysteme durchläuft, die mit je einer zusätzlichen Stufe einer Selbstinduktion verbunden sind, dadurch gekennzeichnet, daß die Selbstinduktionsspulen als Variometer ausgebildet sind, wobei die bewegliche Spule des Variometers mit dem beweglichen Plattensystem der Kondensatoranordnung zwangläufig verbunden ist.

D. R. P. 317 544. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 26. 6. 18, ausgegeben 22. 12. 19.

1. Anordnung für die drahtlose Telegraphie mit Überlagerungsempfang, dadurch gekennzeichnet, daß zwecks Abdrosselung der Überlagerungsenergie von der Antenne das die Überlagerungsenergie auf den Detektor vermittelnde Kopplungsglied zum Detektor bzw. zu dem mit letzterem unmittelbar gekoppelten System parallel geschaltet ist.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß zwischen Antenne und Detektor eine Einrichtung zur unmittelbaren Verstärkung der Hochfrequenzschwingungen geschaltet ist.

D. R. P. 316 804. Dr. Otto Reichenheim in Berlin-Wannsee. Vom 11. 9. 15, ausgegeben 4. 12. 19.

1. Empfangsanordnung für drahtlose Telegraphie zur Abdrosselung von Fremdströmen, die nicht empfangen werden sollen, dadurch gekennzeichnet, daß zu dem Empfangstelephon oder der sonstigen Empfangsapparatur Kettenleiter geschaltet werden, die Strömen der Tonfrequenzen, die man empfangen will, einen bequemen Weg in die Empfangsapparatur bieten, Fremdströme anderer Frequenz jedoch verhindern, in nennenswerter Stärke dorthin zu gelangen.

D. R. P. 316 805. Dr. Otto Reichenheim in Berlin-Wannsee. Vom 9. 10. 15, ausgegeben 3. 12. 19. Zusatz zu vorstehendem D. R. P. 316 804.

Die Anwendung der Kettenleiteranordnung nach dem Hauptpatent 316 804 zur Ausführung des an sich bekannten Verfahrens für drahtlose Vielfachtelegraphie mit einer Wellenlänge, bei dem verschiedene Telegramme mit verschiedenen Entladungsfrequenzen gleichzeitig gesandt und durch Empfangsapparaturen aufgenommen werden, welche nur Ströme bestimmter Tonhöhe in die Empfangsapparatur gelangen lassen.

D. R. P. 316 224. Dr. Otto Reichenheim in Berlin-Wannsee. Vom 3. 9. 15, ausgegeben 22. 11. 19.

1. Anordnung für drahtlose Telephonie mittels gedämpfter Wellen,

dadurch gekennzeichnet, daß man die Wellen in einer Entladungsfolge aussendet, die von der mittleren Sprachfrequenz verschieden sind, und durch einen oder mehrere Resonanzkreise verhindert, daß Ströme dieser Tonfrequenz in das Empfangstelephon gelangen.

D. R. P. 315 471. Deutsche Telephonwerke G. m. b. H. in Berlin. Vom 20. 9. 16, ausgegeben 28. 10. 19.

Schaltungsanordnung für drahtlose Empfangsstationen, dadurch gekennzeichnet, daß in Reihe mit dem lose mit der Antenne gekoppelten Detektor (Berührungsdetektor von großem Ohmschen Widerstand) eine regulierbare Drosselspule geschaltet ist, wobei in den Detektorkreis außer einem das Telephon überbrückenden sogenannten Blockkondensator keine weitere Kapazität eingeschaltet ist.

D. R. P. 320 002. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin-Tempelhof. Vom 19. 5. 18, ausgegeben 6. 4. 20.

1. Schaltungsanordnung zur Störbefreiung in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß ein mittels Brückenschaltung gleichzeitig auf zwei Wellen verschiedener Frequenz abgestimmter Luftleiter auf zwei Empfangskreise wirkt, deren Niederfrequenzkreise gegeneinander geschaltet sind.

D. R. P. 315 499. Süddeutsche Telephon-Apparaten-, Kabel- und Drahtwerke Akt.-Ges. in Nürnberg. Vom 29. 3. 18, ausgegeben 6. 11. 19.

Kontaktrelais für undulierende Ströme, dadurch gekennzeichnet, daß der als Elektromagnet oder nach dem Drehspulensystem ausgebildete Kontaktapparat mit seinen beiden differentialwirkenden Wicklungssystemen einen Teil des Anodenkreises eines Glühkathodenverstärkers bildet, dessen konstanter Thermionengleichstrom infolge der differentialen Anordnung der Wicklungen eine störende Erregung des Relais nicht herbeiführt, während die dem Gleichstrom aufgelagerte nutzbare Wechselstromkomponente die größere Leitfähigkeit des Brückenkondensators parallel zur zweiten Wicklung bevorzugt, so daß der Wechselstromeffekt unter Ausschluß der für Gleichstrom bestehenden Differentialwirkung das Kontaktrelais über seinen ersten Wicklungsteil zum Ansprechen bringt.

D. R. P. 318 240. Nizameddin Eschref in Kiel. Vom 31. 7. 18, ausgegeben 17. 1. 20.

1. Empfangseinrichtung für drahtlose Nachrichtenübermittlung, dadurch gekennzeichnet, daß die Spulen des Primär- und Sekundärsystems gegeneinander beweglich sind und diese Bewegung derart erfolgt, daß die Kopplung beider synchron zum Sender bzw. zur Senderwelle erfolgt.

2. Empfangseinrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet. daß beide Spulen um eine gemeinsame Achse drehbar sind, in der Weise, daß die eine Spule gegenüber der anderen synchron zum Sender umlaufenden Spule in dem einen oder anderen Drehsinne bewegt werden kann, um so die Drehungszahl der umlaufenden Spule und die entsprechende Lage der Spulen gegeneinander einstellen zu können.

3. Empfangseinrichtung nach Anspruch 1 und 2, dadurch gekennzeichnet, daß die Primärspule umläuft und dieser gegenüber mehrere Sekundärspulen mit getrennten Empfängern vorgesehen sind.

4. Empfangseinrichtung nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß die Lage der Sekundärspulen gegeneinander und bezüglich zur Primärspule veränderbar ist.

K. P. 308 423. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin, vom 24. 2. 18, ausgegeben 20. 4. 20. Zusatz zu D. R. P. 274 925, siehe Jahrb. **8**, 620.

1. Schaltungsanordnung zum Abstimmen der Antenne auf mehrere voneinander unabhängige beliebige Wellen nach Patent 274 925, dadurch gekennzeichnet, daß mit den stromlosen Brücken der Abstimm- und Kopplungselemente der verschiedenen Wellen Strahlröhren in Verbindung stehen.

2. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß eine Strahlröhre als Empfangsindikator dient.

3. Schaltungsanordnung nach Anspruch 1 oder 2, dadurch gekennzeichnet, daß durch entsprechende Abstimmung die Wellendifferenz zwischen Sender und Empfänger derart gewählt wird, daß die entstehenden Schwebungen außerhalb der Hörbarkeitsgrenze liegen.

Einzelteile und Konstruktionen.

D. R. P. 316 706. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 21. 8. 18, ausgegeben 5. 12. 19.

1. Aufhängung für Apparate der drahtlosen Telegraphie auf Flugzeugen, gekennzeichnet durch die Verwendung von elastischen Befestigungsteilen, deren Eigenschwingung weit unterhalb der schnell verlaufenden Vibrationen des Flugzeuges liegt.

2. Aufhängung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Befestigungselemente aus Federn von tiefer Eigenschwingung bestehen, die unter Vermittlung einer aperiodischen Dämpfungseinrichtung, z. B. einer starken Filzlagerung, am Flugzeugkörper befestigt sind.

3. Aufhängung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß die Befestigung des Apparates nur an zwei Punkten derart erfolgt, daß der Schwerpunkt unterhalb der Befestigungsstelle liegt.

D. R. P. 316 705 derselben Gesellschaft. Vom 20. 8. 18, ausgegeben 3. 12. 19.

Stromzuführung für drehbare Teile an Apparaten der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß die Stromzuführung aus einem biegsamen Leiter, z. B. einem Kabel, einer Litze oder einem Draht besteht, der sich auf dem drehbaren Teil auf- oder abwickelt und durch besondere Federkraft dauernd gespannt wird.

D. R. P. 317 548. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 7. 8. 18, ausgegeben 19. 12. 19.

1. Stromzuführung zu drehbaren Teilen an Einrichtungen für drahtlose Telegraphie, gekennzeichnet durch die Verwendung von elastischen Leiterbügeln, die so gebogen sind bzw. durch geeignete Befestigungsvorrichtungnn, z. B. Kabelschuhe, so gehalten werden, daß die Kurve der Bügel stets tangential in die Achse des drehbaren Teiles einläuft.

D. R. P. 317 549. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 1. 9. 18, ausgegeben 20. 12. 19.

Befestigung für Rohrdrähte an Isoliermaterial, insbesondere bei Variometern, dadurch gekennzeichnet, daß die Schenkel eines ösenförmig gebogenen Metallbandes, durch dessen Öse die Rohrspule geschoben ist, in im Isoliermaterial vorgesehenen Durchbohrungen durch Ausbeulen eingedrückt werden.

D. R. P. 317 868. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 11. 5. 17, ausgegeben 7. 1. 20.

Variometer, bei welchem nur ein Teil der gesamten Selbstinduktion von dem Schleifkontakt durchlaufen wird und bei welchem der Stromanschluß an die Variometerspule wahlweise an den Anfang oder an das Ende gelegt werden kann, dadurch gekennzeichnet, daß das Variometer als Leiervariometer mit mehreren zylindrischen und konzentrisch zueinander liegenden Spulenwindungen ausgeführt ist, während der beim Zuschalten der einzelnen Variometerteile verwendete Schalter zwangläufig mit einem Zeiger derart verbunden ist, daß entsprechend der Stellung des Umschalters der Zeiger sich automatisch auf die entsprechende Ableseskala stellt.

D. R. P. 315 555. Gesellschaft für drahtlose Gesellschaft m. b. H. in Berlin. Vom 9. 8. 18, ausgegeben 8. 11. 19.

1. Verfahren zur Herstellung von Kugelvariometern, dadurch gekennzeichnet, daß die feststehende Spule als Ganzes oder in Teilen auf besonderen Wickelformen aufgewickelt, durch ein Klebemittel (z. B. Schellack) auf der Form zu einem zusammenhängenden Körper ver-

einigt und nach Entfernen der Form in das Innere eines Spulengestelles eingesetzt wird.

D. R. P. 317 551. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 9. 2. 19, ausgegeben 17. 12. 19.

1. Phonoschreiber mit elektromotorischem Antrieb, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß der Antriebsmotor zwecks Ausschaltung der elektromagnetischen Störungen in einem oder mehreren Eisengehäusen isoliert eingebaut ist, wobei die Ausschaltung elektrischer Störungen durch Erdung dieser Gehäuse gemeinsam oder getrennt geschieht.

2. Ausführungsform des Phonoschreibers nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß jede Verbindung durch Metalle magnetischer Leitfähigkeit zwischen magnetisierten Motorteilen und dem Phonoschreiber vermieden ist, zum Zwecke, die Übertragung von Streukraftlinien auf die Membran zu verhindern.

D. R. P. 317 550. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 12. 10. 18, ausgegeben 20. 12. 19.

Einrichtung an U-Boot-Stationen der drahtlosen Telegraphie, die mit Kathodenröhren arbeiten, dadurch gekennzeichnet, daß die zur Verstärkung oder zur Erzeugung elektrischer Schwingungen dienenden Kathodenröhren im unteren Teil des Apparatekastens derart angeordnet sind, daß mittels in dem Apparatekasten vorgesehener Ventilationswege die Wärme der im Betriebe befindlichen Kathodenröhren einen warmen Luftstrom durch die Apparate schickt und diese Apparate trocken hält.

K. P. 300 154. C. Lorenz Akt.-Ges. in Berlin. Vom 10. 1. 17, ausgegeben 8. 11. 19.

1. Aus gruppenweise oder kontinuierlich abgreifbaren Windungen bestehende Spulenanordnung für die Zwecke der Hochfrequenztechnik, dadurch gekennzeichnet, daß die Windungen ganz oder teilweise kurzgeschlossen sind, wobei sich der resultierende Selbstinduktionswert aus der Gesamtzahl der Windungen ergibt.

2. Spulenanordnung nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch Unterteilung der Spule in wenigstens zwei Gruppen, die axial gegeneinander verschoben sind.

Literaturverzeichnis.

Bellini, E., Electrician 85, 3, S. 78, 1920. Three Magnetically-Coupled Circuits.

van der Bijl, H. J., Popular Science Monthly **96**, S. 130, 1920. Practical Operation of Thermionic Detectors.

Bloch, L., Revue Scientifique 58, S. 12, 1920. Ref. Nature **104**, S. 647, 1920. Rad. Rev. **1**, 11, S. 558, 1920. Applications of Amplifying Valves.

Blondel, A., Journ. de Phys. **9**, S. 117, 153, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 289, 1920. Rad. Rev. **1**, 11, S. 546, 1920. On Undamped Oscillating Systems, and in Particular on Oscillations sustained by Self-excitation.

— Radioélectricité **1**, 1, S. 7, 1920. Théorie graphique des audions générateurs et calcul de l'amplitude des oscillations.

Boucheron, P. H., Sc. Amer. **122**, S. 64, 1920. The Vacuum Tube.

Brewer, R. W. A., Journ. of El. **44**, S. 102, 1920. Ref. El. World **75**, S. 744, 1920. Structure and Operation of the Vacuum Valve.

Brossier, Radioélectricité **1**, 1, S. 19, 1920. Les Tubes à Vide en Radiotélégraphie.

Claudy, C. H., Sc. Amer. **122**, S. 540, 1920. What the De Forest Audion has done and what it may yet do.

Eccles, W. H., Nature **104**, S. 501, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 221, 1920. Rad. Rev. **1**, 11, S. 557, 1920. Triode Valves as Electric Amplifiers.

Edison, T. A., P. H. Boucheron, Sc. Amer. **122**, S. 185, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 11, S. 558, 1920. Who invented the Vacuum Tube?

El. Rev. 86, S. 145, 1920. Telegr. and Teleph. Age **38**, S. 18, 1920. Wireless Telephony.

— ebenda S. 336. Wireless Telephony Tests.

— ebenda S. 350. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 280, 1920. Rad. Rev. **1**, 11, S. 552, 1920. A Marconi Wireless Telephone Cabinet.

— ebenda S. 423. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 278, 1920. Rad. Rev. **1**, 11, S. 549, 1920. The Poulsen Arc in Wireless Telegraphy.

— ebenda S. 688. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 552, 1920. Wireless Telephony.

Electrician 85, 5, S. 133, 1920. Wireless Telephone Transmitter for Seaplanes.

Electrot. Umsch. 1, 14, S. 219, 1920. (Ref. über C. V. Drysdale, Electrician 84, S. 80, 108, 1920.) Eine Universal-Induktivitäts- und Kapazitätsmeßbrücke.

— ebenda S. 220. (Ref. aus The Annual Physical Society and Optical Society Exhibition, Electrician **84**, 48, S. 117, 1920.) Regelbarer Kondensator für Funkentelegraphie.

Georgi, J., Telefunken-Ztg. **4**, 21, S. 38, 1920. Drahtloser Wetterdienst.

Gewecke, Elektrot. Ztschr. **41**, 34, S. 670, 1920. Hochfrequenztelephonie in Überlandzentralen.

Gherardi, B. and **F. B. Jewett**, Electrician 84, 23, S. 618, 1920. Telephone Repeaters. (Concluded.)

Glage, G. und **H. Edler**, Arch. f. Electrot. **9**, 1, S. 20, 1920. Über das Ziehen des Zwischenkreisröhrensenders.

Gossling, B. S., Rad. Rev. 1, 11, S. 544, 1920. The Development of Thermionic Valves for Naval Uses.

Gothe, A., Arch. f. Electrot. **9**, 1, S. 1, 1920. Kritische Frequenz und Eigenfrequenzen einlagiger Spulen.

Gruner, Chr., Telefunken-Ztg. **4**, 21, S. 57, 1920. Die Rettungsboot-Station.

Heegner, K., Arch. f. Elektrot. **9**, 4, S. 127, 1920. Über den Zwischenkreisröhrensender.

Hodgson, B. and **L. S. Palmer,** Rad. Rev. **1**, 11, S. 525, 1920. The Effect of Ionization on a Characteristic Curve of a Three-Electrode Valve containing a Trace of Gas.

Houck, H. W., Ever. Eng. Mag. 8, S. 318, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 11, S. 547, 1920. Measuring the Natural Wavelength of an Antenna.

Howe, G. W. O., Rad. Rev. 1, 11, S. 540, 1920. The Efficiency of Aerials.

Industrie Électrique 28, 655, S. 364, 1919. Nouveau système de télégraphie militaire de l'armée britannique: Le Fullerphone.

Jackson, L. C., Phil. Mag. **39**, S. 294, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 11, S. 546, 1920. Variably Coupled Vibrations: Gravity-elastic Combinations. Masses and Period Equal.

Journ. Amer. Inst. El. Eng. 39, S. 176, 1920. New Wireless Telephone.

Kiebitz, F., Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 3, S. 46, 1920. Drahtlose Richtungstelegraphie.

King, R. W., Phys. Rev. (2) **14**, S. 532, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 459 1920. The Calculation of Audion Constants.

Kock, F., Phys. Ztschr. 21, 8, S. 214, 1920. Wellenmesser mit Kapazitätsmeßbrücke.

Kollatz, C. W., Ztschr. f. Feinmech. 28, S. 39, 1920. Die Herstellung der hochevakuierten Telefunken-Verstärkerröhren.

Küpfmüller, K., ebenda 4, S. 60. Zur Theorie des Barretters.

Latour, M., Bull. Soc. Fr. Él. **9**, 84, S. 589, 1919. Amplificateurs réciproques ou réversibles.

Leithäuser, G., Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 1, S. 23, 1920. Über einige Anwendungen der Elektronenröhren zu Hochfrequenzmessungen.

Letheule, P., Génie Civil **76**, S. 199, 1920. Ref. Techn. Rev, **6**, S. 342, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 558, 1920. Electron Discharge Tubes and their Applications.

Ludewig, Paul, Phys. Ztschr. 21, 12, S. 305, 1920. Oszillographische Untersuchung von Mikrophonen für Unterwasserschallempfänger.

Mc Lachlan, N. W., Rad. Rev. 1, 9, S. 429, 1920. A Form of Inductionless High Resistance.

Mesny, René, Rad. Rev. 1, 11, S. 532, 1920. The Diffraction of the Field by a Cylinder and its Effect on Directive Reception on Board a Ship.

Möbius, Willy, Ann. d. Phys. (4) 62, S. 293, 1920. Über die Dispersion von Wasser und Äthylalkohol zwischen 7 und 35 mm Wellenlänge und Vorversuche zur Verwendung noch kürzerer elektrischer Wellen.

Morecroft, J. H. and **H. T. Friis,** Proc. Amer. Inst. El. Eng. 38, S. 1193, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 448, 1920. The Vacuum Tube as a Generator of Alternating Current Power.

Mullard, S. R., El. Rev. 86, S. 330, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 554, 1920. A New Thermionic Valve.

Nature 105, S. 145, 1920. Wartime Advance in Wireless Telephony.
Owen, W. D., Radiograph 1, S. 185, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 548, 1920. Rotary Discharger.
Popular Science Monthly 96, S. 144, 1920. Navy Vacuum Tube Collection.
Prince, C. E., Electrician 84, 17, S. 448, 1920. Wireless Telephony on Aeroplanes.
Quiring, F. H., Telefunken-Ztg. 4, 20, S. 23, 1920. Die innerstaatliche und internationale Organisation und die Entwicklung der deutschen Radiotelegraphie in der Schiffahrt.
Radioélectricité 1, 1, S. 15, 1920. Organisation à Paris d'un grand poste de télégraphie sans fil souterrain pendant la guerre. (Poste du Trocadéro.)
— ebenda S. 33. La Radiogoniometrie maritime.
— ebenda S. 36. La Radiotélégraphie au secours de Navires en détresse.
— ebenda S. 38. Les stations radiogoniometriques européennes.
— ebenda S. 48. Construction des cadres récepteurs.
Rad. Rev. 1, 9, S. 432, 1920. Automatic Sending Device Installed in the Alipur Observatory, Calcutta.
— ebenda S. 437. Thermionic Valve Nomenclature.
— ebenda, 11, S. 543. The Report of the Imperial Wireless Telegraphy Committee, 1919—1920.
Rasch, Ewald F. W., Phys. Ztschr. 21, 14, S. 381, 1920. Über die Ursache der Wirksamkeit der Strahlungsdetektoren und des Elektronenrelais.
Reichel, Telefunken-Ztg. 4, 21, S. 27, 1920. „Radio-Kristiania".
R. E. Journal 21, S. 60, 1920. Ref. El. Rev. 86, S. 240, 1920. Techn. Rev. 6, S. 263, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 553, 1920. High-speed Wireless Transmission.
Revue Scientifique 58, 7, S. 212, 1920. Oscillographe cathodique.
Rogowski, W., Arch. f. Electrot. 9, 2/3, S. 115, 1920. Neue Vorschläge zur Verbesserung des Kathodenstrahl-Oszillographen.
— und **G. Glage,** ebenda S. 120. Einige Versuche mit einem verbesserten Kathodenstrahl-Oszillographen.
Salomon, A., Rev. Gén. de l'Él. 6, S. 833, 1919. El. World 75, S. 909, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 460, 1920. The Wireless Telegraph Apparatus of the German Army.
Schäffer, W., Telefunken-Ztg. 4, 21, S. 20, 1920. Der 10 Kilowatt-Röhren-Sender.
Scientific American 121, S. 575, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 461, 1920. Wireless in Wartime Germany.
— ebenda 122, S. 481, 1920. Multiplex Radiotelephony.
Scott-Taggart, John, Electrician 84, 17, S. 451, 1920. A New Low-Power Lamp Rectifier of Alternating Current.
— El. Rev. 86, S. 261, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 223, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 554, 1920. A New Thermionic Vacuum Tube.
Secor, H. W., Rad. Am. News 1, S. 352, 1920. How to Build Arc Generators.
Seibt, Georg, Electrot. Ztschr. 41, 32, S. 625, 1920. Ein abstimmbarer Fernhörer.
Slaughter, N. H., Phys. Rev. (2) 14, S. 453, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 454, 1920. Production of Vacuum Tubes for Military Purposes.
— Journ. Frankl. Inst. 189, S. 1, 1920. Ref. Telegraph and Telephone Age 37, S. 580, 1920. Rad. Rev. 1, 9, S 446, 1920. Wireless Telephony.

Sleeper, M. B., Ever. Eng. Mag. 8, S 102, 1919. Standardised Audion Control Panels.
— ebenda S. 222. A Radiotelephone Transmitter.
— ebenda S. 319. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 552, 1920. Mounting two Transmitters in Parallel.
Sommerfeld, A., Ann. d. Phys. (4) 62, S. 95, 1920. Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie.
Squier, George O., Journ. Frankl. Inst. 189, S. 693, 1920. Ref. Electrician 84, 24, S. 641, 1920. El. Rev. 86, S. 592, 710, 1920. El. World 75, S. 1020, 1920. Telegraph and Telephone Age 38, S. 384, 417, 1920. Wireless Age 7, S. 20, 1920. Rad. Rev. 1, 12, S. 629, 1920. Multiplex Telephony and Telegraphy Over Open-Circuit Bare Wires.
Stead, G., Journ. Inst El. Eng. 58, S. 107, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 A, S. 242, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 555, 1920. The Short Tungsten Filament as a Source of Light and Electrons.
Stone, E. W., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 541, 1919. „The Electrical Operation and Mechanical Design of an Impulse Excitation Multi-Spark Group Radio Transmitter" by B. Washington.
Streintz, F., Phys. Ztschr. 21, 14, S. 367, 1920. Über unipolare Leitung an Kristallen.
— und **A. Wesely,** ebenda 12, S. 316. Über unipolare Leitung an Kristallen.
Techn. Rev. 6, S. 79, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 550, 1920. Telephone Receivers for Wireless Telegraphy and Telephony.
Telefunken-Ztg. 4, 20, S. 12, 1920. Nauen in der Nachkriegszeit.
— ebenda S. 16. Hochfrequenzmaschine oder Bogenlampe?
— ebenda S. 19. Die neue mexikanische Telefunken-Großstation Chapultepec.
— ebenda S. 74. Telephonie-Stationen in Holland.
— ebenda 21, S. 5. Die Fabrikation von Hochvakuumröhren.
— ebenda S. 48. Die Funktelegraphie in den deutschen Schutzgebieten.
— ebenda S. 60. Die drahtlose Telephonie in der Telefunken-Ausstellung.
— ebenda S. 63. Die Apparate im Hochfrequenzfernamt.
— ebenda S. 67. Hochfrequenztelegraphie und -Telephonie auf Leitungen.
Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 3, S. 51, 1920. (Ref. über R. Keen, Wireless World 7, 79, S. 389, 1919.) Richtungsbestimmung von Flugzeugen.
— ebenda 4, S. 65. (Ref. über Erskine-Murray, Rad. Rev. 1, 5, S. 237, 1920.) Fortbewegung der elektromagnetischen Wellen über die Erde.
— ebenda S 65. (Ref. über James Robinson, Rad. Rev. 1, 5, S. 213, 1920) Eine Methode der Richtungsbestimmung mit drahtloser Telegraphie.
Terpstra, P., Phys. Ztschr. 21, 15, S. 467, 1920. Die Energieverhältnisse in einem Stromkreise mit Selbstinduktion.
Tesla, N., El. Exp 7, S. 506, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 459, 1920. My Inventions (VI).
Thompson, R. E., Proc. Inst. Rad. Eng. 7, S. 499, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 9, S. 459, 1920. The Uni-Control Receiver.
Thurn, H., Telefunken-Ztg. 4, 20, S. 15, 1920. Das Reichsfunknetz.
— Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 3, S. 34; 4, S. 55, 1920. Die Poulsenanlage bei der Hauptfunkstelle in Königswusterhausen.
— ebenda 4, S. 64. Drahtloser Notruf für Schiffe.

Thurn, H., Elektrot. Ztschr. **41,** 35, S. 686, 1920. Die Poulsen-Lorenz-Anlage in Königswusterhausen
— Elektrot. Umsch. 1, 16, S. 243, 1920. Hochfrequenztelephonie über Hochspannungsleitungen.
Trichard, P., Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 178, 1920. Ref. Rad. Rev. **1,** 11, S. 558, 1920. On the Three-Electrode-Valve.
Vaughan, F. P., Journ. Eng. Inst. Canada, Oct. 1919. Tech. Rev. **5,** S. 180, 1919. Ref. Rad. Rev. **1,** 11, S. 547, 1920. High Voltage, High Frequency Apparatus and its Applications.
Vincent, J. H., Proc. Roy. Soc. **97,** S. 191, 1920. Ref. Nature **105,** S. 121, 1920. Chem. News **120,** S. 165, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 559, 1920. Further Experiments on the Variation of Wavelength of the Oscillations generated by an Ionic Valve due to Changes in Filament Current.
Wagner, K. W., Elektrot. Ztschr. **41,** 30, S. 581; 31, S. 605, 1920. Über die Arbeitsweise uud Beanspruchung von Gleichstrom-Hochspannungsmaschinen beim Betrieb von Funkensendern.
Weiss, J., Ztschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **33,** 2, S. 61, 1920. Zum Nachweis des Selbstinduktionsstromes.
— ebenda 3, S. 96. Einige Versuche mit der Lautverstärkerröhre.
Wettlaufer, W., Telefunken-Ztg. **4,** 20, S. 43, 1920. Als Funker in Mesopotamien und Persien. Technische Betrachtungen.
Whiddington, R., Proc. Cambr Phil. Soc. **19,** 6, S. 346, 1920. The self-oscillations of a Thermionic Valve.
— Nature **104,** S. 630, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 559, 1920. Thermionic Valves on Aircraft.
Wigge, Heinrich, Angew. Ing. Wiss., Beitr. f. d. ges. techn. Praxis, Cöthen, Verl. d. Ing. Ztg., 1920, Heft 2. Die neuere Entwicklung der Funkentelegraphie, ein Siegeszug der Vakuumröhre.
Wireless Age 7, S. 23, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 170, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 549, 1920. The Effect of Direct Connection of Plate Circuits with the Antenna.

Bücherschau.

(Die Schriftleitung behält sich eine nähere Besprechung vor.)

B. Jacobi, Elektromotorische Antriebe. Oldenbourgs Technische Handbibliothek. XV. Band. Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin. 1920. 312 Seiten mit 146 Figuren.
Preis geb. M. 22.—, zuzüglich Teuerungszuschlag.

Dipl.-Ing. W. Dollinger, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie. Akademisch-Technischer Verlag Johann Hamel. Frankfurt am Main-West. 1919. 84 S. mit 103 Abb. u. 4 Tafeln. Preis geh. M. 5.—

E. Winkler, Die Funkentelegraphie im Inlandverkehr des Einzelstaats. Verlag Karl Harbauer, Wien u. Leipzig. 1920. 47 Seiten.

Dr. Heinrich Wigge, Die neuere Entwicklung der Funkentelegraphie, ein Siegeszug der Vakuumröhre. 5. Tausend. Angewandte Ingenieurwissenschaft. Band 2. Verlag der Ingenieur-Zeitung, Cöthen-Anhalt. 1920. 57 Seiten mit 46 Figuren.
Preis geh. M. 3.— u. Sortimentszuschlag.

Otto Lipmann u. Otto Stolzenberg, Schriften zur Psychologie der Berufseignung und des Wirtschaftslebens. Heft 11. Methoden zur Auslese hochwertiger Arbeiter der Metallindustrie. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1920. 79 Seiten mit 29 Figuren.
Preis geh. M. 4.30

W. Benary, Schriften zur Psychologie der Berufseignung und des Wirtschaftslebens. Heft 12. Kurzer Bericht über Arbeiten zu Eignungsprüfungen für Flieger-Beobachter. II. Teil. Verlag Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1920. 61 Seiten mit 2 Tafeln.
Preis geh. M. 3.60

M. Siegerist, Die moderne Vorkalkulation in Maschinenfabriken. Fünfte verbesserte Auflage. Verlag von M. Krayn, Berlin. 1920. 158 Seiten mit 72 Abbildungen u. 81 Tabellen.
Preis geb. M. 20.— inkl. Zuschlägen.

Dipl.-Ing. Dr. Hugo Mosler, Einführung in die moderne drahtlose Telegraphie und ihre praktische Verwendung. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1920. 240 Seiten mit 218 Figuren.
Preis geh. M. 24.—

Dr. Hans Georg Möller, Sammlung Vieweg, Heft 49: Die Elektronen-Röhre und ihre technischen Anwendungen. Verlag Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1920. 162 Seiten mit 163 Figuren und 1 Tafel. Preis geh. M. 10.— plus Teuerungszuschlag

Eyermann-Schulz, Die Gasturbinen, ihre geschichtliche Entwicklung, Theorie und Bauart. 2. Auflage. Verlag von M. Krayn, Berlin. 1920. 310 Seiten mit 181 Figuren.
Preis geb. M. 40.— inkl. Zuschlägen.

Praetorius, Automobiltechnische Bibliothek Bd. IX: Die Schmierung leichter Verbrennungsmotoren. Verlag von M. Krayn, Berlin. 1920. 229 Seiten mit 186 Figuren. Preis geb. M. 27.— inkl. Zuschlägen.

Dipl.-Ing. Ernst Dittmann, Elektrische Leitungsnetze. Polytechnische Verlagsgesellschaft Max Hittenkofer, Strelitz. 1920. 2. Auflage. 112 Seiten mit 74 Abbildungen.

Esselborn, Lehrbuch der Elektrotechnik. 2 Bände. Verlag von W. Engelmann, Leipzig 1920. Erster Band bearbeitet von Fischer, Hohage u. Meyer. 680 Seiten mit 813 Figuren. Zweiter Band bearbeitet von Fink, Heintzenberg, Meller, Meyer, Mühlbrett und Schmidt. 582 Seiten mit 851 Abbildungen. Preis beider Bände zus. geh. M. 60.—, geb. M. 72.— plus 50 % Verleger- und 20 % Sortiments-Teuerungszuschlag.

Bücherbesprechungen.

Technischer Literaturkalender. Herausgegeben von Dr. Paul Otto, Oberbibliothekar im Reichspatentamt. 2. Ausgabe. 1920. Verlag R. Oldenbourg in München und Berlin.
Preis M. 40.— und 20 % Sortiments-Teuerungszuschlag.

Der 1918 erschienenen 1. Ausgabe des „Technischen Literaturkalenders“, die in weiten Fachkreisen begeisterte Aufnahme gefunden hat, folgt nun die 2. Ausgabe 1920.

Der erste Teil des Werkes bringt in der Buchstabenfolge die Namen und Anschriften der technischen Schriftsteller unter Angabe des Geburtsortes und -tages, des Standes und der Stellung, des Bildungsganges und des Fachgebietes, in welchem der Betreffende besonders tätig ist. Die Titel der von ihnen verfaßten selbständigen Werke sind mit Angabe des Erscheinungsjahres aufgeführt, auch Angaben über Herausgabe oder Schriftleitung von Werken und Zeitschriften. Dieser Teil wurde in der vorliegenden 2. Ausgabe berichtigt und ergänzt, etwa 1000 technische Schriftsteller wurden neu aufgenommen. In einem neubearbeiteten Teil wurden unter 200 Stichworten (z. B. Eisenhüttenkunde — Elektrische Bahnen — Elektrisches Leitungswesen — Elektrische Meßtechnik — Elektrochemie — Elektromedizin und -Therapie — Erdbau — Erdöl — Technisches Erziehungswesen) die Namen der Schriftsteller aufgeführt, die auf einem bestimmten technischen Sondergebiet tätig sind, so daß es möglich ist, an Hand dieser Zusammenstellung die literarischen Bearbeiter dieser Sondergebiete festzustellen. Es war natürlich nicht möglich, diesen Teil schon bei der ersten Aufnahme erschöpfend zu behandeln. Eine Prüfung der für unser Sondergebiet aufgeführten Namenreihe zeigt manche Lücken. Da eine Vervollständigung der Listen vom Verlag und Herausgeber für die nächste Auflage gewünscht wird, so kann den Lesern des Jahrbuches im Interesse der Weiterentwicklung dieses nützlichen Unternehmens empfohlen werden, die Liste auf Seite 412 zu prüfen. Faßbender.

C. W. Kollatz, Die Fernsprechtechnik, mit besonderer Berücksichtigung des Selbstanschlußbetriebs und der neuesten Fortschritte im Fernverkehr (Verstärker, Hochfrequenz-Mehrfachsprechen, drahtloses Fernsprechen). Verlag von Georg Siemens, Berlin, 1920. 302 Seiten mit 217 Abbildungen. Preis M. 25.—

Der Verfasser behandelt in seinem Buch das Gesamtgebiet der Fernsprechtechnik. Er behandelt die Apparatur und die Schaltungen der verschiedenen Systeme. Auch widmet er ein Kapitel der Verbesserung der Lautübertragung in Kabeln und langen Leitungen. Auf die Theorie der Wechselströme längs langen Leitungen geht er nicht ein, sondern beschränkt sich auf eine umfassende beschreibende Darstellung. Den Automatischen Ämtern ist ein besonderes Kapitel gewidmet.

Das Kapitel über Mehrfachfernsprechen müßte in einer Neu-Auflage wesentlich erweitert werden. Es wurde in einer Zeit geschrieben, als die Industrie noch ein Interesse daran hatte, nicht alle Einzelheiten über dieses in schneller Entwicklung befindliche Gebiet bekannt zu geben.

Das Buch wird vielen eine willkommene Quelle der Orientierung sein.

Faßbender.

Dipl.-Ing. Dr. phil. Hans Mosler, Einführung in die moderne drahtlose Telegraphie und ihre praktische Verwendung (siehe S. 395).

Das kürzlich erschienene Buch stellt die erste größere Neuerscheinung auf funktechnischem Gebiet nach dem Kriege dar. Während die Zeitschriften-Literatur auf unserem Gebiet nach dem Krieg einen bedeutenden Aufschwung genommen hat, fehlt es uns an modernen Büchern. Auch die

eingehenden, bei uns viel gelesenen Werke Zenneck und Rein haben seither noch keine Neuauflagen herausgebracht. Die Bücher in Broschürenform sind allerdings sehr zahlreich, konnten aber die Lücken nicht ausfüllen. Es ist anzunehmen, daß entsprechend der größeren Entwicklung unserer Wissenschaft und Technik auch die Buchliteratur eine Vergrößerung erfahren wird. Mosler eröffnet die Reihe. Der gesamte Stoff wird in XIX Kapiteln behandelt, von denen einige hier aufgeführt sein sollen. Nach einigen vorbereitenden Kapiteln über die Entladungsvorgänge in Kondensatorkreisen, die Abstimmung und die Koppelung werden die verschiedenen Formen der Antennen, der Erdung und des Gegengewichts behandelt. In zwei weiteren Kapiteln werden die gedämpften und ungedämpften Sender behandelt. Die Empfangsapparate sind in solche für Schreib- und Hörempfang unterschieden. Die Verstärker sind etwas kurz behandelt. Die Ausbreitung der elektrischen Wellen und die gerichtete drahtlose Telegraphie beschließen den ersten Teil des Stoffes. Dann kommen besondere Abschnitte, die die Meßinstrumente (bes. Wellenmesser) und die technischen Einrichtungen der einzelnen Stationstypen umfassen. In einem Schlußkapitel ist der praktische Betrieb behandelt, in dem sich z. B. Angaben über die Chiffrierung finden.

Die Eigenart des Buches ist dadurch gekennzeichnet, daß der gesamte gewaltige Stoff in kurzer Form auf 232 Seiten ohne Mathematik in leicht faßlicher Form bei gleichmäßiger Behandlung sämtlicher Gebiete behandelt ist. Das Buch erscheint daher zur Einführung, wofür es ja auch geschrieben ist, besonders geeignet und füllt ohne Zweifel eine Lücke in unserer Literatur aus. Faßbender.

Handbuch der Radiologie, herausgegeben von Prof. Dr. Erich Marx. Band I. J. S. Townsend: Ionisation der Gase. H. Geitel: Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre. Verlag der Akademischen Verlagsanstalt m. b. H. Leipzig 1920. 473 Seiten mit 166 Figuren. Preis brosch. M. 72.—.

In einem Vorwort behandelt der Herausgeber die naheliegenden Gründe, die zu einer Verzögerung der Herausgabe des ersten Bandes dieses groß angelegten Werkes geführt haben. Mag man zu diesen Fragen stehen wie man will, an dem internationalen Charakter der Wissenschaft kann man nicht zweifeln. Die lange Verzögerung in der Drucklegung dieses Bandes bringen es mit sich, daß er an manchen Stellen durch neuere Arbeiten ergänzt werden muß. Der Herausgeber empfiehlt hierzu die letzten Bände von Starks Jahrbücher der Radioaktivität und Elektronik. Für die drahtlose Wissenschaft und Technik hat das erste Kapitel über die Ionisation der Gase naturgemäß heute das größere Interesse. Es umfaßt einen Umfang von 400 Seiten, während die letzten 60 Seiten dem zweiten Kapitel gewidmet sind. Der Stoff ist in folgenden Kapiteln behandelt: Methoden der Ionenerzeugung in Gasen, die Bewegung der Ionen in Gasen, Geschwindigkeit der Ionen im elektrischen Feld, Diffusion der Ionen, Rekombination, Bildung von Nebeln und die Bestimmung der Atomladung, Ionisation durch den Stoß der negativen Ionen, Ionisation durch den Stoß der pos. Ionen, Entladung zwischen Leitern von verschiedenen Formen, Entladungsröhren.

Faßbender.

Kommentar zum Patent-Gesetz von Rechtsanwalt Dr. Stern und Patentanwalt Dr. Oppenheimer. Verlag Hess, Stuttgart, 1919 (vgl. Band 14, S. 647).

Der Patentschutz spielt gerade in der Hochfrequenztechnik praktisch eine größere Rolle als in anderen Zweigen der Elektrotechnik. Dadurch wird der Hochfrequenz-Ingenieur häufig gezwungen, sich mit patentrechtlichen Fragen zu befassen. Die Grundlage hierfür bildet das Patentgesetz, das aber der Erläuterung bedarf, besonders für den Ingenieur, dem juristische Fragen naturgemäß ferner liegen. Der Ingenieur braucht noch in höherem Maß als der Jurist einen Kommentar zum Patentgesetz, bei dem es wiederum auf die Durchdringung der drei Gebiete — Technik, Recht und Wirtschaft — ankommt. Besonders wichtig sind bei der Beurteilung aller patentrechtlichen Fragen die neueren Entscheidungen des Patentamts und des Reichsgerichts, diese sind daher in großer Anzahl von den Verfassern angeführt. In einer Anlage sind mehrere besondere Verordnungen usw. aufgenommen, so die Pariser Übereinkunft vom 20. März 1883, 14. Dezember 1900 und vom 2. Juni 1911. In einer letzten Anlage ist ein Auszug aus den Friedensbedingungen zu Versailles zusammengestellt.

Das Buch wird für viele Ingenieure eine willkommene Quelle der Orientierung sein. Faßbender.

Dr. Ing. Arthur Linker, Elektrotechnische Meßkunde. Verlag von Julius Springer, 1920, dritte völlig umgearbeitete und erweiterte Auflage, 571 Seiten mit 408 Textfiguren. Preis gebunden M. 54.—

Durch den Krieg verzögert, ist das Buch in bedeutend erweiterter Form herausgegeben worden. Der Stoff ist in 5 Kapiteln eingeteilt, in die elektrischen Meßmethoden, die magnetischen Messungen, Messungen der Gleichstromtechnik, Messungen der Wechselstromtechnik und endlich Photometrie. Es mag sein, daß es kaum möglich ist, den gesamten Stoff auch nur einigermaßen erschöpfend zu behandeln. Immerhin scheinen einige Kapitel etwas zu kurz behandelt zu sein und besonders die neueren Apparate und Methoden nicht hinreichend berücksichtigt. Erwähnt seien hier nur einige Beispiele. Bei den Stromquellen zum Vergleich von Kapazitäten ist der moderne Röhrensender, der hierfür besonders geeignet ist, nicht genannt. Er erweist sich als besonders geeignet, weil einmal die Frequenz besonders leicht verändert, als auch bestimmt werden kann. Methoden zur Messung von dielektrischen Verlusten sind in dem Buch überhaupt nicht angegeben. Naturgemäß ist es bei dem bearbeiteten Stoff sehr schwer, die theoretischen Grundlagen der Messungen im richtigen Umfang zu geben. Doch auch hier scheint nicht immer die richtige Auswahl getroffen zu sein. Was nützt es zum Beispiel dem Praktiker, wenn er eine Anzahl von Methoden zur Messung der Kapazität beschrieben findet, aber keine Formeln angegeben sind, um die für ihn wichtigen Betriebskapazitäten z. B. bei Dreileiterkabeln zu berechnen.

Warum zu den Messungen der Gleichstromtechnik nur die Messungen an Gleichstrom-Maschinen, zu den Messungen der Wechselstromtechnik nur die Messungen an Transformatoren, Wechselstrom-Maschinen und Gleichrichtern gehören sollen, ist nicht ersichtlich. Warum soll z. B. die Bestimmung der Kapazität eines Kettenvolators keine Aufgabe der Wechselstromtechnik sein.

Die Messungen an Maschinen und Transformatoren sind vergleichsweise ausführlicher behandelt, doch auch hier sind manche neuere Kapitel, so z. B. die Untersuchung der Meßwandler etwas zu kurz gefaßt. In der Photometrie fehlt jeder Hinweis auf den schwarzen Körper und die Strahlungsgesetze.

Endlich ist der gesamte Stoff auf Gleichstrom und technischen Wechselstrom beschränkt. Die Hochfrequenzmeßtechnik, der heutzutage eine große Bedeutung in der Elektrotechnik zukommt, ist nicht berücksichtigt.

Neben diesen Punkten, an denen die Kritik nicht vorbeisehen kann, hat das Buch große Vorzüge, vor allem auch den einer klaren Darstellung. Es kann in seiner in der Neuauflage verbesserten Gestalt zur Anschaffung empfohlen werden. Faßbender.

Kurze Mitteilungen.

(Mitteilungen aus dem Leserkreis erbeten.)

Neue Gliederung des deutschen Funkverkehrs. Der deutsche Funkverkehr zerfällt in den internationalen, den Inlands- und den besonderen Funkverkehr.

Der internationale Funkverkehr teilt sich in den überseeischen Dienst, der von den Großfunkstellen Nauen und Eilvese wahrgenommen wird, und in den europäischen Verkehr, den die Hauptfunkstelle Königs-Wusterhausen erledigt.

Dem Inlandsverkehr dient das eigentliche Reichsfunknetz, das zur Zeit 15 Funkstellen in allen Teilen des Reiches umfaßt. Für den Verkehr von Schiffen in See mit dem festen Lande sind die vorhandenen 18 Küstenfunkstellen und die auf den Schiffen eingerichteten Bordfunkstellen bestimmt.

Der besondere Funkverkehr ist recht vielseitig; zu ihm gehört

der Europa- und Übersee-Zeitungsdienst, den die Großfunkstelle Nauen täglich verbreitet,

der noch in Vorbereitung begriffene Funkpressedienst, welcher von einer Sendestelle aus an zahlreiche reichseigene Empfangsstellen im Inland gleichzeitig gegeben werden soll,

der noch in der Entwicklung begriffene Funkwirtschaftsdienst (zur Verbreitung von Wirtschafts- und Börsennachrichten in ähnlicher Weise wie der Funkpressedienst), die Abgabe von drahtlosen Zeitzeichen,

die Abgabe von drahtlosen Sturmwarnungen für Schiffe in See,

die Abgabe von sonstigen wichtigen drahtlosen Nachrichten für Schiffe in See (Vertreiben von Außenfeuerschiffen usw.),

der drahtlose Wetternachrichtendienst,

der Funkverkehr mit Luftfahrzeugen, namentlich auch mit Postluftfahrzeugen,

der Funkempfangsdienst für die Aufnahme ausländischer Funkpressenachrichten.

Die Westinghouse Electric & Manufacturing Co. hat nach „Electrical World" ihre Tätigkeit auf drahtlose Telegraphie und Telephonie ausgedehnt. Das Interesse für dieses Gebiet folgt aus der von ihr übernommenen Kontrolle der International Radio Telegraph Co., die Schiffs- und Küstenstationen (in Newport, New-London, Brooklyn und Cape May) betreibt, außerdem

unter anderem solche Anlagen in Maine und Massachussets baut. Schon während des Krieges hat die Westinghouse-Gesellschaft nicht nur ausgedehnte Versuche im Bereich der Funkentelegraphie für die Regierung ausgeführt, sondern auch eine beträchtliche Menge von Apparaten für den Heeresdienst produziert. Jetzt ist in East Springfield, Mass., ein eigenes Werk für die Fabrikation aller Typen moderner Funkapparate angelegt worden, und die Gesellschaft richtet ihr Augenmerk ganz besonders auf deren Verwendung für Bahnen, Kraftwerke, Gruben, die Landwirtschaft und für den internen Verkehr großer Industrieunternehmen (vgl. Elektrot. Ztschr. S. 880, 1920).

Ausländische Funkenstationen nach dem Poulsen-System (vgl. The Electrical Review Bd. 86, S. 423 ff. und Elektrot. Ztschr. S. 834, 1920).

Der frühere Chefingenieur der Federal Telegraph Co., der zur Zeit eine eigene Fabrik für Poulsensender leitet, hat Stations-Typen bis 400 KW. entwickelt. Von den Stationen, die er während des Krieges mit einer Leistung von mehr als 100 KW. gebaut hat, seien genannt: Honolulu, San Franzisko, Horsea Island, Portmouth, Rom, Lyon, Nantes, Eiffelturm, Saloniki, Bordeaux, Kairo, Cordova, Leafield, Newcastle und außerdem 8 in den Vereinigten Staaten. Rom, eine der jüngsten Stationen hat inswischen den Verkehr mit Königswusterhausen aufgenommen. Rom hat zwei Poulsengeneratoren von je 200 KW. Die Reichweite soll ca. 6700 km betragen. Diesen Erfolgen des Systems gegenüber hat der britische Ausschuß, der von der Regierung zum Entwurf eines Planes für die britischen drahtlosen Verbindungen nach dem neuesten Stand der Technik und Wissenschaft einberufen wurde, in einem einstimmig angenommenen Gutachten Kathoden-Röhrensender für alle neuen Stationen vorgeschlagen.

Spezialsignale von Paris und Lyon für die Kontrolle von Wellenmessern. (Nach Wireless World.)

Am 1. und 15. jeden Monats sendet die Eiffelturm-Station besondere ungedämpfte Zeichen für die Kontrolle von Wellenmessern und zwar:

Mit Welle 5000 m — 6,00 Uhr nachm. — 1 Min. a) darauf 3 Min. Dauerstrich,
„ „ 7000 m — 6,10 „ „ — 1 „ b) „ 3 „ „

Hierauf gibt Lyon:

Mit Welle 10000 m — 6,20 Uhr nachm. — 1 Min. c) darauf 3 Min. Dauerstrich,
„ „ 15000 m — 6,30 „ „ — 1 „ d) „ 3 „ „

Um 6,45 Uhr oder 7,00 Uhr nachm., je nach der für die Messung benötigten Zeit, gibt Lyon die genauen Werte der ausgesandten Wellen auf Welle 15000 und wiederholt sie dreimal. (Die Zeitangaben beziehen sich offenbar auf westeuropäische Zeit.)

Neue Zeitschrift. Von der Nederlandsch Radio-Genoodschap (vgl. diese Zeitschrift, im laufenden Band, S. 160) wird neuerdings eine fünfmal im Jahr erscheinende Zeitschrift herausgegeben, die „Tydschrift van het Nederlandsch Radio Genoodschap". Sie berichtet hauptsächlich über die Vorlesungen und Mitteilungen, welche auf den Sitzungen der Gesellschaft gehalten werden.

Persönliches. Dem Privatdozenten an der Münchener Technischen Hochschule Dr. Max Dieckmann wurde Titel und Rang eines Außerordentlichen Professors verliehen.

Jahrbuch

Zeitschrift für

drahtlose Telegraphie und Telephonie

Band 16. Dezember 1920. Heft 6.

Inhalt.

Manuskripte für das Jahrbuch sind an die Redaktion: *Prof. Dr. H. Faßbender, Berlin-Charlottenburg, Königsweg 24,* zu senden. Zur Erleichterung der Berichterstattung wird um Zusendung einschlägiger Bücher und Sonderabdrücke sowie Mitteilung wichtiger Arbeiten für das Literaturverzeichnis gebeten.

Abonnements und Inserate sind an die Verlagsbuchhandlung von *M. Krayn, Berlin W. 10, Genthinerstraße 39* zu richten.

Zur Theorie des Ziehens.

Von **H. G. Möller.**

1. Beschreibung der Erscheinung.

Erregt man einen Resonanzkreis $L_2\, R_2\, C_2$ (Fig. 1) durch Kopplung mit einem Wechselstrom i_1 von konstanter Amplitude und Frequenz, so wird die Abhängigkeit des Stromes i_2 im Sekundärkreis $C_2\, L_2\, R_2$

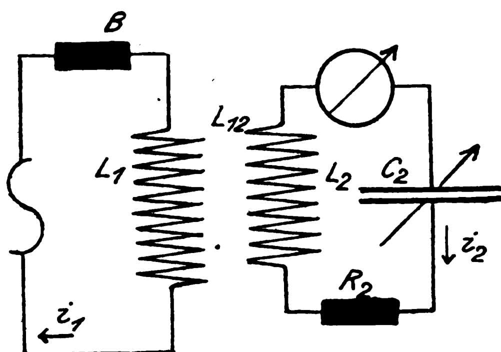


Fig. 1.

von der Stellung des Kondensators C_2 resp. von der Resonanzfrequenz $\omega_{2r} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ durch die „normale“ Resonanzkurve dargestellt. Die Formel dieser Resonanzkurve lautet:

$$\mathfrak{J}_2 = |\mathfrak{J}_2|\, e^{j\varphi} = \frac{j\,\omega\, L_{12}\, \mathfrak{J}_1}{j\,\omega\, L_2 + R_2 + \frac{1}{j\,\omega\, C_2}} \approx \frac{j\,\omega\, L_{12}\, J_1}{R_2 + 2j\,\delta\,\omega_2\, L_2} \qquad (1)$$

Der Verlauf der Amplitude $|\mathfrak{J}_2|$ und der Phasenverschiebung φ zwischen i_1 und i_2 ist in Fig. 2 dargestellt; aus dieser Figur ergibt sich auch die Bedeutung von $\delta\,\omega_2$.

Um während der Messung Amplitude und Frequenz konstant zu halten, muß man dafür sorgen, daß die Rückwirkung des resonierenden Systemes auf den Primärkreis vernachlässigt werden kann. Man muß z. B. i_1 durch eine Wechselstrommaschine erregen, die mit konstanter Tourenzahl läuft und einen hohen Ballastwiderstand B einschalten, so daß neben dem Spannungsabfall $i_1\, B$ die Rückwirkung des Resonanzkreises $j\,\omega\, L_{12}\, \mathfrak{J}_2$ verschwindet.

Hochfrequenzschwingungen erregt man nun aber meist entweder durch Funken (gedämpfte Schwingungen) oder durch Lichtbogen, Röhren in Rückkopplungs- oder Dynatronschaltung (ungedämpfte Schwingungen). Hier darf die Rückwirkung des resonierenden Systems auf den Generator nicht mehr vernachlässigt werden, falls nicht bei extrem loser Kopplung gearbeitet wird.

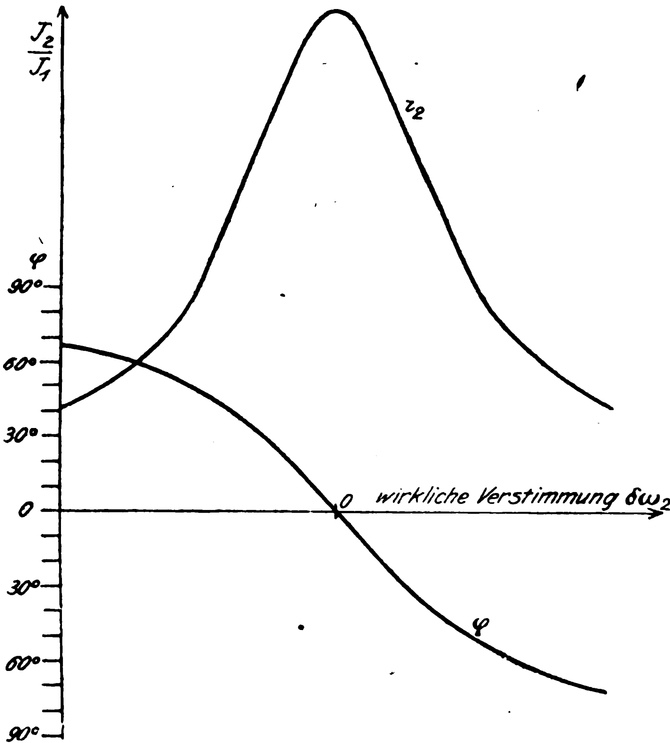


Fig. 2.

Die beobachteten Rückwirkungen bestehen hier nicht nur in einer Veränderung der Amplitude, sondern auch in einer Beeinflussung der Frequenz. Bei Funkenerregung treten die bekannten Schwebungen freischwingender gekoppelter Systeme mit ihren 2 Frequenzen auf.

Bei Erregung durch Lichtbogen oder Röhre wird die Resonanzkurve mit zunehmender Kopplung spitzer, um schließlich beim Überschreiten der „kritischen Kopplung“ in zwei sich kreuzende Äste zu zerfallen (Fig. 3). Die Resonanz $\omega_{1r} = \omega_{2r}$ ist dann durch den Schnitt-

punkt der beiden Äste[1]) gekennzeichnet. Das Maximum des Sekundärstromes liegt nicht mehr in der Resonanz.

Man kann bei einem solchen Generator durch Veränderung der Eigenfrequenz ω_{2r} des Sekundärkreises über die Resonanz hinaus den Sekundärstrom „hochziehen". Daher der Name „ziehen".

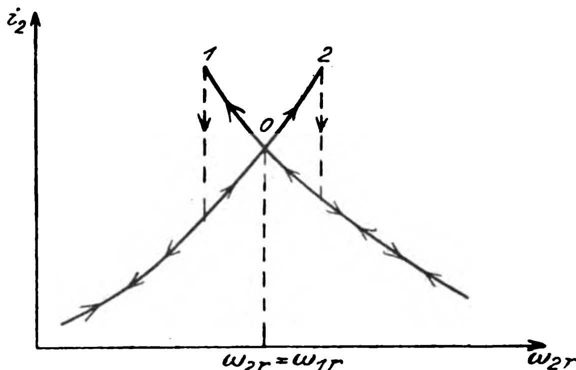


Fig. 3.

2. Bedeutung der Erscheinung für Technik und Meßmethoden.

Wenn man bei einem Zwischenkreissender den Antennenstrom durch Abstimmen „hochzieht" und dann zu telegraphieren beginnt, d. h. den Sender aus- und wieder einschaltet, so stellt sich nicht wieder der hohe Antennenstrom ein, sondern der niedrigere auf dem anderen Ast der Resonanzkurve gelegene. Die Erscheinung des Ziehens ist für den Betrieb von Zwischenkreissendern recht unangenehm. Außerdem verändert sich bei dem Umspringen der Schwingung von einem Ast der Resonanzkurve auf den andern die Frequenz des Senders erheblich. Der Konstrukteur von ungedämpften Sendern muß mit der Theorie der geschilderten Erscheinungen bekannt sein, um das lästige Ziehen zu vermeiden.

Die Hochfrequenzmeßtechnik verwendet stets gekoppelte Kreise. Ohne Kenntnis der Theorie der gekoppelten Kreise ist eine Kritik der

1) In meinem Buche: Die Elektronenröhre und ihre technischen Anwendungen bei Fr. Vieweg, Braunschweig, berechnete ich mit Hilfe der verwendeten Näherungsformeln eine kleine Abweichung zwischen Schnittpunktlage und Resonanz. Herr Dr. Heinrich Pauli machte mich darauf aufmerksam, daß diese Abweichung bei Benutzung der strengen Formeln, die er in seiner sehr lesenswerten Dissertation entwickelt hat, verschwindet.

Hochfrequenzmeßmethoden unmöglich. Die durch die Rückwirkung des Sekundärkreises hervorgerufenen Abweichungen des Resonanzkurvenverlaufes von dem normalen sind oft sehr groß. So können z. B. bei Dämpfungsmessungen leicht Fehler bis zu 100 % vorkommen.

Die Kenntnis des Resonanzkurvenverlaufes ist somit sowohl für den Konstrukteur als auch für den messenden Physiker unerläßlich.

3. Bisherige Literatur.

Spezialfälle der Theorie freischwingender gekoppelter Systeme wurden bereits 1895 bearbeitet; Bjerknes[1]) entwarf die Theorie für sehr lose, Oberbeck[2]) für sehr feste Kopplung. 1897 erschien die klassische Arbeit Wiens[3]): Über die Rückwirkung resonierender Systeme, in der die Theorie für alle Kopplungen und alle Dämpfungen dargelegt wird. Von den Arbeiten, die auf der Wienschen Untersuchung weiterbauen, seien hier nur die von Kiebitz[4]) genannt.

Von der Erregung ungedämpfter Wellen durch den Lichtbogen erhoffte man eine wesentliche Vereinfachung der Verhältnisse. Man beobachtete einwellige und ungedämpfte Vorgänge, war also von vornherein die Sorge um die beiden Dämpfungen und die 2. Kopplungsfrequenz los. Normale Resonanzkurven ergaben sich aber auch hier nicht. 1909 beobachtete Fischer[5]) bei Lichtbogenschwingungen, dann auch Wien bei Zungenpfeifen die oben beschriebenen Zieherscheinungen. Als man im Kriege Zwischenkreisröhrensender baute, trat von neuem das lästige Ziehen in den Vordergrund des Interesses. Die Theorie der Erscheinung blieb bis 1918 in Dunkel gehüllt.

Die Schwierigkeit, die zu überwinden war, bestand in folgendem:

Bei frei schwingenden Systemen haben beide Kreise eine von vornherein bekannte Resonanzfrequenz und Eigendämpfung. Die Wirkung von Lichtbogen oder Röhre ist hingegen durch einen negativen Widerstand in Rechnung zu setzen, der nicht fest bestimmt, sondern mit der Schwingungsamplitude veränderlich ist.[6]) Die negative Dämpfung des Zwischenkreises ist also als eine weitere Unbekannte einzuführen. Dafür ist aber bekannt, daß die Dämpfung einer der beiden Kopp-

1) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55, 121, 1895.
2) Oberbeck, Wied. Annalen 55, 621, 1895.
3) M. Wien, Wied. Annalen 61, 151, 1897.
4) Kiebitz, Annalen d. Phys. (4) 40, S. 138, 1913.
5) Fischer, Annalen d. Phys. 28, S. 57, 1909.
6) Der negative Widerstand hat seinen Maximalwert (abgesehen von Schwingkennlinien mit Wendepunkten) bei kleinen Amplituden und nimmt mit wachsender Amplitude bis zu Null ab.

lungsschwingung Null ist. Die Theorie des „Ziehens" muß daher als Spezialfall der Wienschen Theorie herauskommen, wenn man die Dämpfung einer der beiden Kopplungsschwingungen Null setzt, und die von der Röhre herrührende negative Dämpfung des Primärkreises so einrichtet, daß sie sich mit dem Ansatz:

$$Q_1 = Q_{10}\, e^{j\omega t}; \quad Q_2 = Q_{20}\, e^{j\omega t} \tag{2}$$

verträgt. Dabei sind Q_{10} und Q_{20} die komplexen Amplituden der Ladungen des Primär- und Sekundärkondensators C_1 und C_2.

Diesen Gedankengang führte ich in folgender Weise durch.[1]) Ich stellte die übliche Gleichung 4. Grades für die komplexen Frequenzen der gekoppelten Schwingungen auf, setzte darin den Ansatz (2) ein und erhielt auf diese Weise durch Nullsetzen von reellem und imaginärem Teil 2 Gleichungen für die beiden Unbekannten ω und δ (resultierende negative (—) Dämpfung des Primärkreises). Durch Elimination von δ resp. ω^2 aus diesen beiden Gleichungen erhält man je eine Gleichung 3. Grades für δ und ω^2.

Die Diskussion dieser Gleichung 3. Grades, die für den Resonanzfall streng, für Verstimmung des Sekundärkreises angenähert durchgeführt wurde, trug ich im Sommersemester 1918 in meinem Kolleg an der Technischen Hochschule zu Berlin vor und veröffentlichte sie dann in meinem Buche: Die Elektronenröhre und ihre technischen Anwendungen. Die hauptsächlichsten Resultate der damals entworfenen Theorie sind die Berechnung der kritischen Kopplung und die Diskussion des Anlaufvorganges. Als kritische Kopplung ist diejenige definiert worden, unter der man bleiben muß, um das Ziehen zu vermeiden. Sie entpuppt sich als Spezialfall der bereits 1897 von Wien berechneten kritischen Kopplung.

Im Sommer 1920 diskutierte Heegner rein mathematisch die strengen Lösungen derselben Gleichung 3. Grades auch für verstimmten Sekundärkreis. Pauli geht in seiner Dissertation: Zur Theorie der Messungen an zwei ungedämpft schwingenden, magnetisch gekoppelten Kreisen, von denselben Gleichungen 3. Grades aus. Er leitet diese Gleichungen sowohl aus der Wienschen Theorie als auch nach meinem Verfahren ab.

An weiteren Arbeiten über das Ziehen sind die Experimentaluntersuchung von Seitz[2]) und die Berechnung der Umspringpunkte

1) Vergleiche G. G. Möller: Die Elektronenröhren und ihre technische Anwendung. Verlag von Fr. Vieweg, Braunschweig. S. 96.

2) W. Seitz, ebenda, S. 457.

(1, 2 Fig. 3) von Harms[1]) zu nennen. Harms betrachtet den Spezialfall, daß die negative Dämpfung der Röhre zur Unterhaltung der hochgezogenen Schwingung nicht reicht, die hochgezogene Schwingung infolgedessen erlischt und die andere Schwingung einsetzt. Auffällig ist dabei, daß die hochgezogene Schwingung vor dem Erlöschen nicht auf Null abfällt, sondern von einem verhältnismäßig hohen Wert auf Null herunterspringt. Offenbar hat Harms Schwingkennlinien mit Wendepunkten[2]) beobachtet, bei denen ein derartiges sprungweises Aussetzen der Schwingungen eintritt. Vgl. auch den letzten Paragraphen dieser Arbeit.

4. Problemstellung.

Die bisherigen Arbeiten entbehren alle der physikalischen Anschaulichkeit. Aus den Differentialgleichungen für gekoppelte Schwingungen oder aus den Wienschen und Kiebitzschen Formeln werden durch physikalisch undurchsichtige Rechenoperationen 2 Gleichungen 3. Grades für $\underline{\delta}$ und ω^2 abgeleitet, die unterhalb der kritischen Kopplung ein, oberhalb ein oder drei „wahlweise mögliche Lösungspaare"[3]) haben, von denen allerdings nur 2 physikalisch möglich sind. Die Frage: Warum ist das 3. Lösungspaar experimentell nicht realisierbar, sowie die Frage nach dem Mechanismus des Umspringens bleiben noch offen.

Die Aufgabe der vorliegenden Mitteilung ist, eine physikalisch anschauliche Theorie der Zieherscheinungen und ein einfaches graphisches Verfahren zur Konstruktion von Frequenz und Amplitude in Abhängigkeit von Verstimmung und Kopplung darzustellen, das auch die Umspringpunkte zu berechnen gestattet.

5. Die Phasenbilanz als Grundlage einer einfachen Theorie des Ziehens.

Bei einer Diskussion über das Ziehen bemerkte einmal Wien: „Es muß alles aus der Phasenbilanz folgen." Dieser Anregung entsprechend, wollen wir das Prinzip der Phasenbilanz[4]) an die Spitze der Theorie stellen. Es lautet:

Die Frequenz eines Röhrengenerators stellt sich so ein, daß die Phase des über Schwingungskreis, Rückkopplung und Röhre erregten

1) F. Harms, Jahrbuch für drahtlose Telegraphie 15, S. 442.
2) Vgl. Elektronenröhren, S. 88.
3) Pauli, Dissertation.
4) Elektronenröhren, S. 80.

Anodenstromes der des ursprünglichen gleicht. Würde der erregte Anodenstrom dem ursprünglichen voreilen, so würde die Dauer jeder Schwingung etwas verkürzt werden oder die Frequenz steigen.

Um einfache Verhältnisse zu haben, stellen wir unterspannten Betrieb ein und koppeln den Sekundärkreis mit dem Kondensatorzweige. (Vgl. Fig. 4.) Es ist dann der erregte Anodenstrom $\mathfrak{J}_a$ in Phase mit Gitterspannung $\mathfrak{E}_g$, $\mathfrak{E}_g$ in Phase mit Anodenspannung $\mathfrak{E}_a$ und dem-

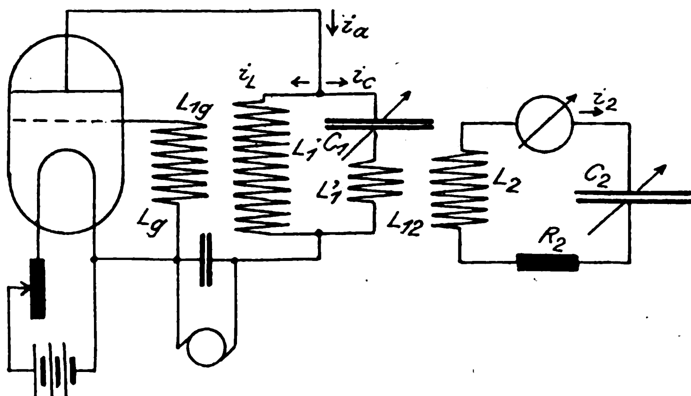


Fig. 4.

nach auch $\mathfrak{J}_a$ in Phase mit $\mathfrak{E}_a$. Die Forderung der Phasenbilanz lautet dann: Es stellt sich eine solche Frequenz ω ein, daß Anodenstrom und Anodenspannung in Phase sind. Die Betrachtungsweise ist ohne weiteres auf das Dynatron oder einen hysteresisfreien Lichtbogen anzuwenden.[1])

Wir brauchen also die Gleichung für gekoppelte Schwingungen gar nicht erst aufzustellen, sondern nur die Phasenverschiebung γ zwischen Anodenstrom und Anodenspannung zu berechnen. Das ist eine ganz schulgemäße Wechselstromrechnung.

$$\gamma = 0 \tag{3}$$

ist dann die Gleichung für die sich einstellende Frequenz ω.

1) Bei überspanntem Betrieb (Elektronenröhren", S. 81. Eine Phasenverschiebung zwischen der in der Rückkopplungsspule induzierten Spannung und der Gitterspannung rührt von dem induktiven Spannungsabfall her, den der Gitterstrom in der Rückkopplungsspule hervorruft) und bei Lichtbögen mit Hysteresis können bestimmte Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ eintreten. Diese können durch eine Parallelverschiebung der Abszissen (ω-)Achse in Fig. 7 berücksichtigt werden.

6. Kritische Kopplung.

Die Frequenz eines einfachen Röhrengenerators ist stabil. Koppelt man mit ihm einen abgestimmten Sekundärkreis, so wird zunächst die Schwingung stabil bleiben, von einer bestimmten Festigkeit der Kopplung, der „kritischen" an wird sie labil werden. Je nach Art der Störung wird sich eine ober- oder unterhalb ω_1 liegende neue Gleich-

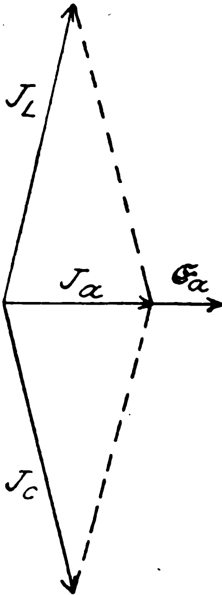


Fig. 5.

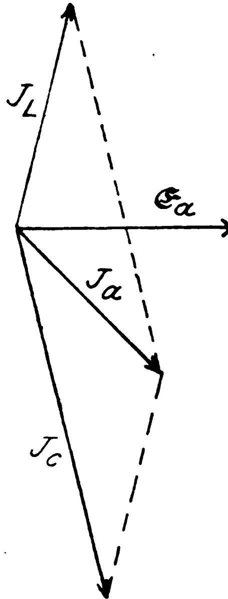


Fig. 6.

gewichtsfrequenz[1]) einstellen. Das läßt sich qualitativ ohne alle Rechnung ableiten.

Zu diesem Zwecke soll zunächst eine im einfachen Sender liegende stabilisierende, dann eine vom Sekundärkreise herrührende instabilisierende Wirkung dargelegt werden. Ein einfacher Sender habe sich auf die Frequenz ω_1 eingestellt. Die Ströme und Spannungen sind dann die des Diagrammes Fig. 5. Erhöht man jetzt durch irgendeine Störung die Frequenz von ω_1 auf $\omega_1 + \delta\omega$, so wird der induktive Widerstand größer, der kapazitive kleiner. $\mathfrak{J}_L$, $\mathfrak{J}_c$, $\mathfrak{J}_a$ ändern sich wie

1) Die Prinzipien der Phasen- und Amplitudenbilanz seien mit Gleichgewichtsbedingungen verglichen.

in Fig. 6. Der ursprüngliche Anodenstrom eilt jetzt $\mathfrak{E}_a$ und damit dem erregten Anodenstrom voran. Die Frequenz sinkt wieder auf ihren alten Wert ω_1 zurück. Im einfachen Sender ist die Frequenz ω_1 stabil.

Wird jetzt ein Sekundärkreis angekoppelt, so hängt die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{J}_a$ und $\mathfrak{E}_a$ auch von der Rückwirkung des Sekundärstromes ab. Ist der Sekundärkreis abgestimmt, so wirkt er wie ein rein Ohmscher Widerstand, beeinflußt also die Frequenz nicht.

Erhöht man jetzt durch eine Störung die Frequenz auf $\omega_1 + \delta\omega$, so hinkt der Sekundärstrom nach, da jetzt im Sekundärkreis der induktive Widerstand den kapazitiven überwiegt. Damit hinkt auch die Rückwirkung nach. Aus dem rein ohmischen Rückwirkungswiderstand wird scheinbar ein gemischt ohmischer und kapazitiver. Der Sekundärkreis wirkt also so, als wenn man zugleich mit der Störung im Kapazitätszweig eine Kapazität in Serie schalten oder die Eigenfrequenz des Arbeitskreises erhöhen würde. Die Rückwirkung des Sekundärkreises sucht die durch eine Störung erhöhte Frequenz weiter zu erhöhen.

Beim Zwischenkreissender wirken somit 2 Einflüsse einander entgegen, der zuerst beschriebene stabilisierende und der instabilisierende des Sekundärkreises. Mit fester werdender Kopplung wird letzterer immer stärker und stärker. Von einer bestimmten Kopplung ab wird der instabilisierende Einfluß überwiegen, die Frequenz ω_1 wird instabil. Sie wird je nach der Störung so lange vergrößert oder verkleinert, bis der Sekundärstrom so weit abgefallen ist, daß seine instabilisierende Rückwirkung die im Röhrengenerator selbst liegende Stabilität nicht mehr überwiegt. Dann wird die neue Gleichgewichtslage erreicht.

Diese Überlegung zeigt ohne alle Rechnung, daß eine kritische Kopplung existiert, daß oberhalb der kritischen Kopplung 3 Frequenzen möglich sind, daß aber die mittlere dieser 3 Frequenzen, bei Abstimmung der Größe nach $= \omega_1$, instabil ist.

7. Berechnung der $\gamma(\omega)$-Kurve.

Nachdem wir im vorigen Paragraphen rein anschaulich am Resonanzfall die Instabilität der Frequenz, die zum Ziehen führt, kennen gelernt haben, wollen wir nun die $\gamma(\omega)$-Kurve berechnen und ihre Wurzeln konstruieren. ω ist dann die im Sender wirklich vorhandene Frequenz und nicht mit den Eigenfrequenzen ω_1 und ω_2 der beiden Kreise zu verwechseln.

Drückt man die Anodenspannung $\mathfrak{E}_a$ durch $\mathfrak{J}_a$ aus, so erhält man einen Ausdruck von der Form

$\mathfrak{E}_a$ = Reeller Teil von $(A + iB)\mathfrak{J}_a e^{j\omega t}$

= Reeller Teil von $(\mathfrak{J}_a \sqrt{A^2 + B^2} e^{i\gamma} e^{i\omega t}$

$= \mathfrak{J}_a \sqrt{A^2 + B^2} \cos(\omega t + \gamma)$

wobei $\gamma = \operatorname{arc\,tg} B/A$ die gesuchte Phasenverschiebung ist.

Um $A + iB$ zu berechnen, gehen wir von den Stromverzweigungsgleichungen

$$\mathfrak{E}_a = j\omega L_1 \mathfrak{J}_L$$

$$\mathfrak{E}_a = \left(j\omega L_1' + \frac{1}{j\omega C_1} + R_1\right)\mathfrak{J}_c + \mathfrak{J}_2 j\omega L_{12}$$

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{J}_L + \mathfrak{J}_c$$

$$\left(j\omega L_2 + R_2 \frac{1}{j\omega C_1}\right)\mathfrak{J}_2 + \mathfrak{J}_1 j\omega L_{12} = 0$$

aus. Durch Elimination von $\mathfrak{J}_L, \mathfrak{J}_c, \mathfrak{J}_2$ erhalten wir

$$\mathfrak{E}_a = \mathfrak{J}_a \frac{j\omega L_1 \cdot \left(\frac{1}{j\omega C_1} + j\omega L_1' + \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}}\right)}{R_1 + j\omega(L_1 + L_1') + \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}}}$$

Führt man die Resonanzfrequenzen

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}; \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_1}} \quad \omega - \omega_1 = \delta\omega_1 \quad \omega - \omega_2 = \delta\omega_2$$

$$v = \omega_1 - \omega_2 = \delta\omega_1 - \delta\omega_1 \text{ [1]}$$

ein, und vernachlässigt man $\delta\omega_1$ und $\delta\omega_2$ neben 1 sowie das L_{12}^2 proportionale Glied im Zähler, so erhält man:

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{J}_a} = \frac{L_1}{C_1} \cdot \frac{(1 - \omega^2 L_1' C_1)}{\left(R_1 + 2j(L_1 + L_1')\left[\delta\omega_1 - \frac{k^2\omega^2}{4 d_2^2} \frac{\delta\omega_2}{\left(1 + \frac{\delta\omega_2^2}{d_2^2}\right)}\right] + \frac{(L_1 + L_1')k^2\omega^2}{d_2\left(1 + \frac{\delta\omega_2}{d_2}\right)^2}\right)}$$

1) Mit Wellenmesser oder Audion kann man die Frequenzänderung $\delta\omega_1$ bequem messen, wenn man die Einstellung des Primärkreises bestehen läßt und die Verstimmung v mit dem Sekundärkondensator einstellt, $\delta\omega_2$ würde man beobachten, wenn man den Sekundärkreiskondensator stehen läßt und C_1 verändert.

Hierin bedeuten:

$k^2 = \frac{L_{12}^2}{(L_1 + L_1')\,L_2}$ den Kopplungsfaktor zwischen Primär- und Sekundärkreis.

$2\,d_2 = R_2/L_2$ die Eigendämpfung des Sekundärkreises.

Zerlegt man schließlich den komplexen Ausdruck für $\mathfrak{E}_a/\mathfrak{J}_a$ in seinen reellen und imaginären Teil A und $i\,B$, so erhält man:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{B}{A} = \frac{2(L_1 + L_1')\left[\delta\,\omega_1 - \frac{k^2\omega^2}{4d_2^2}\,\frac{\delta\,\omega_2}{1 + (\delta\,\omega_2/d_2)^2}\right]}{R_1 + \frac{(L_1 + L_1')\,k^2\,\omega^2}{d_2\left(1 + \left(\frac{\delta\,\omega_2}{d_2}\right)^2\right)}}$$

Da uns nur die Nullstellen der $\operatorname{tg}\gamma(\omega)$-Kurve interessieren, genügt es, den Verlauf des Zählers von $\operatorname{tg}\gamma$ zu diskutieren. Zu diesem Zwecke zeichnen wir die Kurve

$$Z_1 = -\frac{k^2\,\omega^2}{4\,d_2^2}\,\frac{\delta\,\omega_2}{1 + \left(\frac{\delta\,\omega_2}{d^2}\right)^2}$$

und bauen sie dann auf die Gerade

$$z_1 = \delta\,\omega_1 = \delta\,\omega - v$$

auf. Die Nullstellen der Kurve $(Z_1(\omega) + Z_2(\omega))$ geben die gesuchten Wurzeln ω an (Fig. 7).

Einfacher als die Z_1-Kurve auf der Geraden $\mathfrak{J}_2$ aufzubauen, ist es, die Z_1-Kurve stehen zu lassen und die Abszissenachse um den Punkt $\omega = v$ um 45^0 zu drehen. Die Schnittpunkte der schrägen Abszissenachse mit der Z_1-Kurve geben dann ebenfalls die Werte der Wurzeln an. In Fig. 7 ist ein Beispiel der Konstruktion dargestellt. Die sich einstellenden Frequenzen $\omega_a\,\omega_b\,\omega_c$, die Eigenfrequenzen ω_1 und ω_2, die Frequenzänderungen $\delta\,\omega_1$ und $\delta\,\omega_2$ und die Verstimmung v zwischen Primär- und Sekundärkreis sind in Fig. 7 eingeschrieben.

Im Diagramm 7 können wir nun mit Leichtigkeit die ganze Frequenzresonanzkurve (Abhängigkeit der Frequenz ω von der Verstimmung v) zeichnen, indem wir in den verschiedenen Entfernungen v vom Punkte ω_2 zu der schräggestellten X-Achse parallele Geraden ziehen und die Projektionen ihrer Schnittpunkte mit der Z_1-Kurve abmessen.

Die Amplituderesonanzkurve (Abhängigkeit des Quotienten $\mathfrak{J}_2/\mathfrak{J}_1$

von der Verstimmung v) erhält man, wenn man aus der normalen Resonanzkurve Fig. 2 für die „wirklichen" Verstimmungen $\delta\omega_2$ die $\mathfrak{J}_2/\mathfrak{J}_1$-Werte abgreift.

Konstruktion für verschiedene Kopplungen:

Da Z_1 k^2 proportional ist, muß man die Ordinaten der Z_1-Kurve in gleichem Verhältnis vergrößern, wenn man die Resonanzkurven für

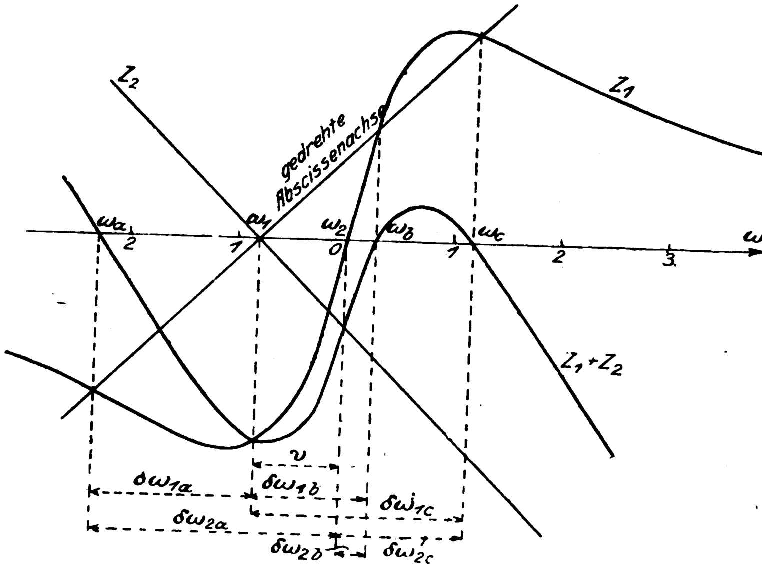


Fig. 7.

verschiedene Kopplungen zu konstruieren wünscht. Zeichnerisch einfacher ist es wieder, die Steigung der schräggelegten X-Achse umgekehrt proportional zu k^2 zu wählen.

Konstruktion für verschiedene Sekundärkreisdämpfungen:

Um in einem Diagramm auch die Verhältnisse für verschiedene Sekundärkreisdämpfungen zu übersehen, führen wir als neue Variabeln $x = \frac{\delta\omega_2}{d_2}$; $v' = \frac{v}{d_2}$ ein, konstruieren dann in der angegebenen Weise die Wurzeln der Funktion:

$$\frac{x + v'}{A^2} - \frac{x}{1 + x^2}$$

für die verschiedenen reduzierten Verstimmungen v' und berechnen nachträglich die wirklichen Verstimmungen $\delta\omega_1$ und v. Schließlich

ist noch die einfache physikalische Bedeutung des Faktors $A = \frac{k\,\omega}{2d_2}$ abzuleiten.

8. Der Resonanzfall.

Es soll zunächst der Fall der Abstimmung zwischen Primär- und Sekundärkreis ($v = 0$) betrachtet und die Frage besprochen werden: Bis zu welcher Kopplung tritt nur eine Frequenz, von welcher Kopplung an treten 3 wahlweise mögliche Schwingungen auf? Wie ergibt sich aus der Konstruktion des § 7 die in § 6 besprochene Instabilität der mittleren Frequenz $\omega = \omega_1$?

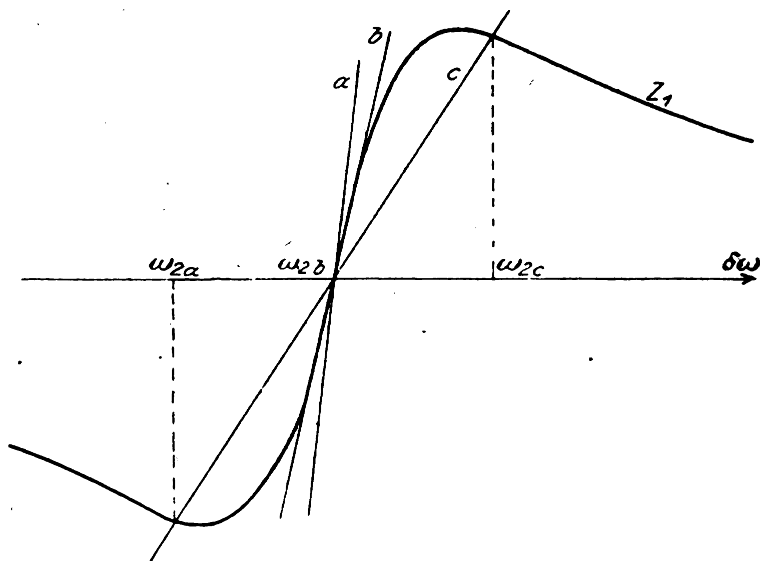


Fig. 8.

Die Wurzeln des Zählers von tg γ sind in Fig. 8 für verschiedene Kopplungen konstruiert. Für schwache Kopplungen liegen die Geraden x/A^2 steil, da

$$A^2 = \frac{\omega^2 k^2}{4\,d_2^{\,2}}$$

klein ist. (Vgl. Gerade a in Fig. 8.) Es existiert nur eine Wurzel

$$\omega_2 = \omega_{2b}; \quad \delta\,\omega_2 = 0$$

Festigt man die Kopplung, so kommt man zu einer Geraden, die

die Z_1-Kurve berührt. (Vgl. Gerade *b*, Fig. 8.) Da die Z_1-Kurve im Berührungspunkt die Steilheit 1 hat, so muß dann auch A den Wert 1 angenommen haben. Wir haben die kritische Kopplung k_k erreicht[1]):

$$A = 1 = \frac{\omega\, k_{kr}}{2\, d_2}; \qquad k_{kr} = \frac{2\, d_2}{\omega}$$

Stellt man die Kopplung noch fester, so erhält man 3 Schnittpunkte (vgl. Gerade *c*). Es existieren 3 wahlweise mögliche Frequenzen:

$$\omega_{2a} = \omega_2 - \delta\,\omega_2; \quad \omega_{2b} = \omega_2 \; (\delta\,\omega_2 = 0); \quad \omega_{2c} = \omega_2 + \delta\,\omega_2$$

Die mittlere Lösung $\delta\,\omega_2 = 0$ ist, wie bereits im § 6 bemerkt, instabil. Das ist aus Fig. 8 direkt abzulesen. Wenn man die Frequenz durch eine Störung erhöht, so liegt die Z_1-Kurve über der schräggestellten Abszissenachse (Gerade *c*). Das bedeutet: der Nenner von tg γ ist positiv oder der erregte Anodenstrom eilt dem ursprünglichen voran, oder die Frequenz, die durch die Störung bereits um $\delta\,\omega_2$ erhöht war, vergrößert sich weiter. Die Lösung $\delta\,\omega_2 = 0$ ist also instabil.

Analog kann man die Stabilität der Lösungen ω_{2a} und ω_{2c} und für Kopplungen unterhalb der kritischen die Stabilität der Lösung $\delta\,\omega_2 = 0$ nachweisen. Damit ist die im § 4 aufgeworfene Frage, warum von den 3 mathematisch möglichen Lösungen nur 2 experimentell realisierbar sind, geklärt.

Schließlich sei noch auf eine sehr einfache Bedeutung der Größe A hingewiesen. Setzt man für $\frac{2\, d_2}{\omega}$ den Wert k_k ein, so erhält man

$$A = \frac{k}{k_k} = \frac{\text{Angewandte Kopplung}}{\text{kritische Kopplung}}$$

9. Zusammenfassung des theoretischen Teiles.

Die Resultate der Theorie seien in der Form einer Vorschrift zur Konstruktion eines Punktes der Frequenz- und Amplitudenresonanzkurve für beliebig gegebene Kopplung, Dämpfung und Verstimmung zusammengefaßt:

1. Zeichne die Kurve $Z_1 = \frac{x}{1 + x^2}$ in einem Diagramm auf (Fig. 9).

2. Bilde das Verhältnis A der eingestellten zur kritischen Kopplung.

1) Elektronenröhren, S. 111.

3. Berechne die reduzierte Verstimmung $v' = \frac{v}{d_2}$.

4. Zeichne in dem unter 1. erwähnten Diagramm eine Gerade mit der Steigung $1/A^2$, die die Abszissenachse in der Entfernung v' vom Punkte Null schneidet.

5. Miß x ab und berechne $\delta\omega_2$ aus $\delta\omega_2 = x\, d_2$.

6. Ferner berechnet sich $|\mathfrak{J}_2|^2/|\mathfrak{J}_1|^2$ aus

$$\frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1} = \frac{j\,\omega\,L_{12}}{R_2 + 2j\,\delta\,\omega\,L_2}$$

zu

$$\frac{|\mathfrak{J}_2|^2}{|\mathfrak{J}_1|^2} = \frac{L_1}{L_2}\,\frac{A^2}{1+x^2}, \quad \text{genauer } \frac{L_1}{L_2}\,\frac{A^2}{1+x^2\left(1-\frac{x}{0}\right)^2},$$

$$\text{wobei } 0 = \frac{2\,\omega_2}{d_2} \text{ ist.}[1]$$

---

1) $$|\mathfrak{J}_2|^2 = \frac{E^2}{R_2^2 + \omega^2 L_2^2\left(1-\frac{\omega_2^2}{\omega^2}\right)^2} = \frac{E^2}{R_2^2\left(1+\left(\frac{L_2}{R_2}\left(\frac{\omega^2-\omega_2^2}{\omega}\right)\right)^2\right)}$$
$$= \frac{E^2}{R_2^2\left(1+\left(\frac{(\omega-\omega_0)(\omega+\omega_0)}{2d\,\omega}\right)^2\right)}$$

Da $\omega + \omega_{02} = 2\omega - (\omega - \omega_2) = 2\omega - \delta\omega_2$ ist, gilt

$$|\mathfrak{J}_2|^2 = \frac{E^2}{R_2^2\left[1+\left(\frac{\delta\omega}{2d}\left(2-\frac{\delta\omega}{\omega}\right)\right)^2\right]} = \frac{E^2}{R_2^2\left[1+x^2\left(1-\frac{\delta\omega}{2\omega}\right)^2\right]}$$
$$= \frac{E^2}{R_2^2\left(1+x^2\left(1-\frac{x}{0}\right)^2\right)}, \text{ wobei } 0 = \frac{2\omega}{d_2}$$

Setzt man für E $j\,\omega\,L_{12}\,\mathfrak{J}_1$ ein, erhält man

$$\frac{|\mathfrak{J}_2|^2}{|\mathfrak{J}_1|^2} = \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2^2\left[1+\left(x\left(1-\frac{x}{0}\right)\right)^2\right]} = \frac{L_1}{L_2}\,\frac{L_{12}^2\,\omega^2}{L_1 L_2}\,\frac{1}{\frac{R_2^2}{L_2^2}\left[1+\left(x\left(1-\frac{x}{0}\right)\right)^2\right]}$$
$$= \frac{L_1}{L_2}\,\frac{k^2\omega^2}{4\,d_2^2}\,\frac{1}{1+x^2\left(1-\frac{x}{0}\right)^2}$$
$$= \frac{L_1}{L_2}\,A^2\,\frac{1}{1+x^2\left(1-\frac{x}{0}\right)^2} \approx \frac{L_1}{L_2}\,A^2\,\frac{1}{1+x^2}$$

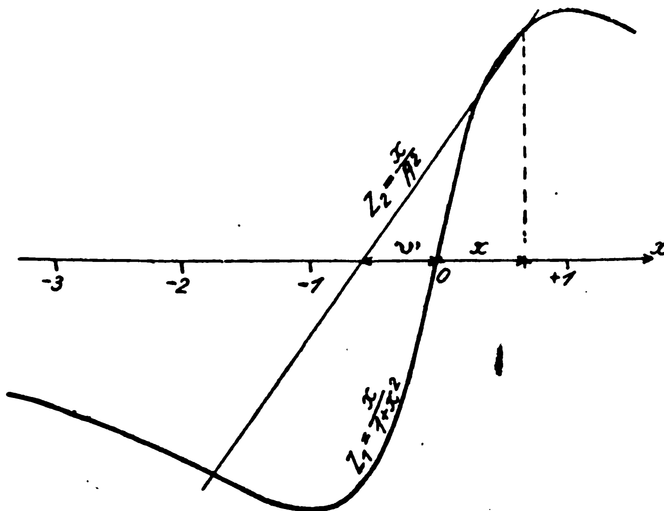

$Z_2 = \frac{x}{A^2}$
$Z_1 = \frac{x}{1+x^2}$
v
x
x
-3
-2
-1
0
+1

Fig. 9.

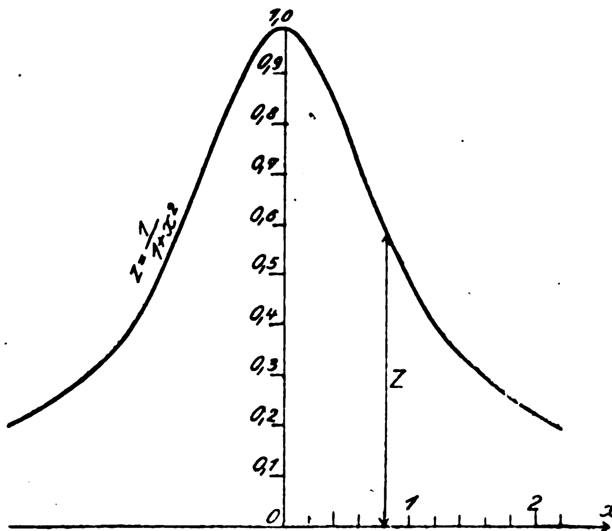

1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
$Z = \frac{1}{1+x^2}$
Z
1
2
x

Fig. 10.

Zeichne daher in einem Diagramm die „normale“ Resonanzkurve $Z = \frac{1}{1 + x^2}$ auf (Fig. 10).

7. Trage vom Punkte Null die unter 5. ermittelte wirkliche Verstimmung x ab.

8. Miß die zugehörige Ordinate Z ab und multipliziere den Wert mit $\frac{L_1}{L_2} A^2$. Dann ist

$$\frac{|\mathfrak{J}_2|^2}{|\mathfrak{J}_1|^2} = \frac{L_1}{L_2} A^2 Z.$$

Durch Wiederholung dieser beiden einfachen Konstruktionen in den Diagrammen 9 und 10 für verschiedene v'-Werte erhält man die Amplituden- und Frequenzresonanzkurve für jede gegebene Kopplung und Dämpfung. Damit ist gezeigt:

Solange man $\frac{\delta \omega}{\omega}$ neben 1 vernachlässigen darf, ist die gesamte Theorie ungedämpft schwingender gekoppelter Systeme an Hand einfacher Konstruktionen zu überblicken.

10. Experimenteller Teil.

1. Die kritische Kopplung.

Wie in § 7 gezeigt wurde, braucht man zur Berechnung der Größe A entweder die Dämpfung oder die kritische Kopplung.

Um rasch einen Einblick in die Genauigkeit der Theorie (Annahme unterspannten Betriebes, bei dem der Einfluß der Gitterströme vernachlässigt werden kann) und der Meßmethode zu erhalten, wurden zunächst verschiedene Dämpfungen und die zugehörigen kritischen Kopplungen gemessen, dann die Kopplungen aus dem Dekrement berechnet und gemessene und berechnete Werte verglichen.

Zunächst wurde das Kopplungsvariometer $L_1' L_2'$ Fig. 11 geeicht. Zu diesem Zwecke wurden in üblicher Weise die Spulen L_2 und L_2' des Sekundärkreises mit in den Primärkreis eingeschaltet. Der Kondensator C_1 blieb in der Stellung, in der später hauptsächlich gemessen werden sollte (70°) stehen. Der Meßkreis wurde durch einen besonderen Röhrengenerator G in Resonanz erregt und mit dem Wellenmesser W die Welle gemessen. Die Kopplungsspulen L_1' und L_2' wurden mittels Kommutatorwippe oder auch durch Umschalten einmal hintereinander, einmal gegeneinander geschaltet und schließlich noch die Wellenlänge des Kreises $L_1 L_1' C_1$ bestimmt.

Aus den Wellenlängen und dem gemessenen Werte von C_1 wurde nach der Thomsonschen Formel

$L_1 + L_1'$, $L_1 + L_1' + L_2 + L_2' + 2L_{12}$, $L_1 + L_1' + L_2 + L_2' - 2L_{12}$ und daraus schließlich L_{12} und $L_1 + L_1'$ und $L_2 + L_2'$ berechnet

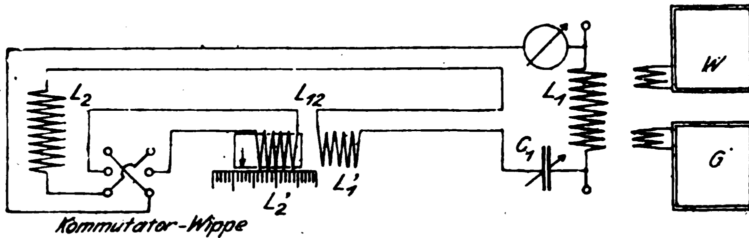


Fig. 11.

Die L_{12}-Werte wurden in einer Eichkurve zusammengestellt. Ferner ergab sich:

$$L_1 + L_1' = 1{,}31 \cdot 10^5 \text{ cgs} \qquad L_2 + L_2' = 9{,}86\ 10^4 \text{ cgs}$$

$$\sqrt{(L_1 + L_1')(L_2 + L_2')} = 1{,}14 \cdot 10^5 \text{ cgs}$$

Dann wurde die Schaltung Fig. 12 hergestellt.

Die Dekremente wurden durch Beobachtung der Halbwerte des Stromes bei so loser Kopplung gemessen, daß bei einer Veränderung

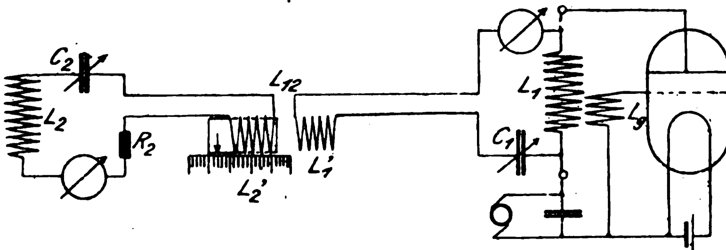


Fig. 12.

der Kopplung sich die Dämpfung innerhalb der Meßgenauigkeit nicht änderte.

C_{21} und C_{22} (s. Tabelle) sind die Stellungen des Sekundärkondensators bei den Stromhalbwerten, C_3 die beim Strommaximum.

Das Dekrement ϑ berechnet sich dann zu

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_{21} - C_{22}}{C_r \sqrt{3}}$$

und hieraus die kritische Kopplung zu

$$k_k = \frac{2d}{\omega} = \frac{2d}{2\pi\nu} = \frac{\vartheta}{\pi} = \frac{C_{21} - C_{22}}{C_r\, 2\sqrt{3}} = \frac{C_{21} - C_{22}}{C_r\, 3{,}46}$$

Andererseits wurde die kritische Kopplung durch Beobachtung des Umspringens des Stromes $\mathfrak{J}_2$ aufgesucht. Die Kopplung wurde so lange gelockert, bis ein Zucken des Hitzdrahtamperemeters nicht mehr beobachtet werden konnte. Diese Methode scheint auf den ersten Blick recht ungenau zu sein. Wie Fig. 9 zeigt, wächst aber die wirkliche Verstimmung und mit ihr der Sprung des Amperemeters bei geringer Überschreitung der kritischen Kopplung recht stark an, so daß die Genauigkeit der Bestimmung der kritischen Kopplung durchaus die der Dämpfungsmessung erreichte. Zu der gefundenen Stellung des Kopplungsvariometers wurde dann der L_{12}-Wert der Eichkurve entnommen und k_{kr} durch Division mit $\sqrt{(L_1 + L_2')(L_2 + L_2')} = 1{,}14 \cdot 10^5$ berechnet.

Auf diese Weise wurden die kritischen Kopplungen bei verschiedenen Wellenlängen (Tabelle I) und verschiedenen Dämpfungen (Tabelle II) gemessen und den aus den Dämpfungen berechneten Werten gegenübergestellt.

Tabelle I.

λ m	C_{21} Grad	C_{22} Grad	C_r Grad	L_{12} $\times 10^2$	Kritische Kopplung k_{kr} berechnet $k_r = \frac{C_{21} - C_{22}}{3{,}46\, C_r}$	gemessen $k_{kr} = \frac{L_{12}}{1{,}14 \cdot 10^5}$
760	118°	120 5	119,5	7,0	$60 \cdot 10^{-4}$	$62 \cdot 10^{-4}$
920	166	171	169	9,0	$90 \cdot 10^{-4}$	$80 \cdot 10^{-4}$
645	86,4	88,4	87	6,0	$54 \cdot 10^{-4}$	$53 \cdot 10^{-4}$

Tabelle II.

λ m	C_{21} Grad	C_{22} Grad	C_r Grad	L_{12} $\times 10^2$	Kritische Kopplung berechnet $k_r = \frac{C_{21} - C_{22}}{3{,}46\, C_r}$	gemessen $k_r = \frac{L_{12}}{1{,}14 \cdot 10^5}$	Dämpfung
760	118°	120,5	119,5	7,0	$60 \cdot 10^{-4}$	$62 \cdot 10^{-4}$	schwach
760	117,5	112,5	115	14,0	$125 \cdot 10^{-4}$	$123 \cdot 10^{-4}$	Mittel
760	118	112	115	17,5	$151 \cdot 10^{-4}$	$154 \cdot 10^{-4}$	stark

2. Aufnahme der Frequenz- und Amplitudenresonanzkurven.

Um für die Kopplung gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erhalten, mußte die Rückkopplung so lose gewählt werden, daß das Leistungsmaximum der Röhre merklich unterschritten

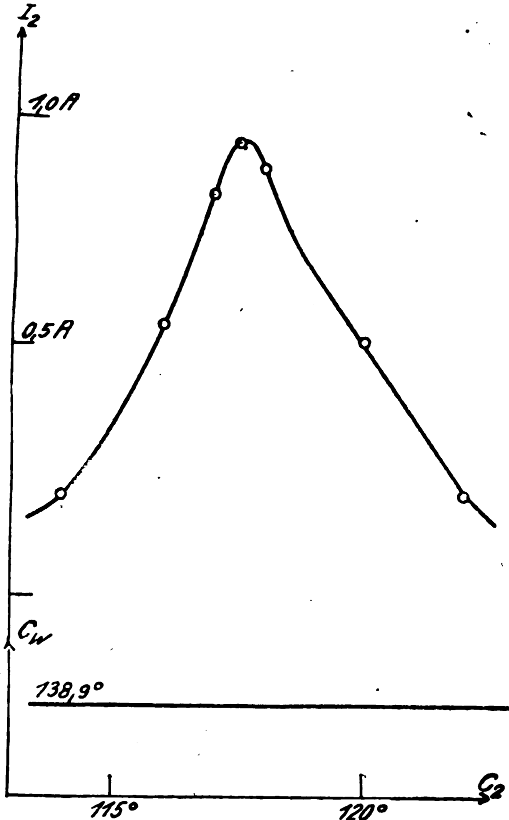


Fig. 13.

wurde. Das war zu erwarten, weil wir als Vereinfachung unterspannten Betrieb (Gleichheit zwischen Anoden- und Gitterspannung) angenommen hatten. Andererseits darf die Rückkopplung nicht zu lose sein. Die Lage der Umspringpunkte wird dann auch von der Rückkopplung abhängig. Auch würde man dann das von Harms untersuchte Umspringen erhalten. Die Rückkopplung wurde daher so

eingestellt, daß die Stromresonanzkurve bis zum Umspringen anstieg. Nur bei der zuletzt aufgenommenen Kurve zeigt sich ein schwacher Abfall von i_2 kurz vor dem Umspringen. Die Betriebsspannung ist möglichst hoch zu wählen. Ich benutzte für eine kleine 10 Watt-Senderröhre etwa 600 Volt.

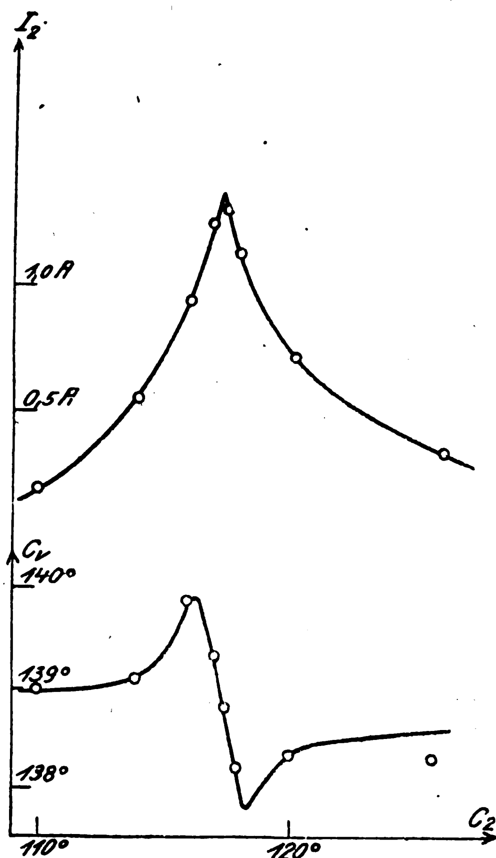


Fig. 14.

Die resultierte Frequenz ω wurde mit dem Wellenmesser gemessen. Es ist zu empfehlen, einen Audionwellenmesser zu benutzen, da ein gewöhnlicher Wellenmesser so viel Energie entzieht, daß hierdurch die Messungen leicht falsch werden.

In den Kurven Fig. 13 bis 18 sind als Abszissen die Stellungen

des Sekundärkondensators C_2, als Ordinaten die Stellungen des Wellenmessers C_n und die Ströme im Sekundärkreise $\mathfrak{J}_2$ aufgetragen.

3. Berechnung der Versuche.

Um die Brauchbarkeit der Theorie zu illustrieren, sollen nicht sämtliche Kurven nachgerechnet werden, sondern es soll nur die Lage

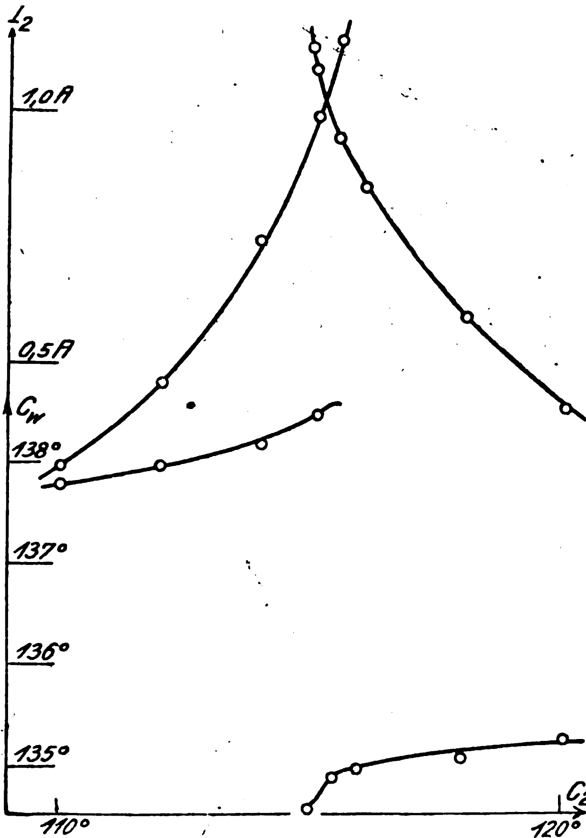
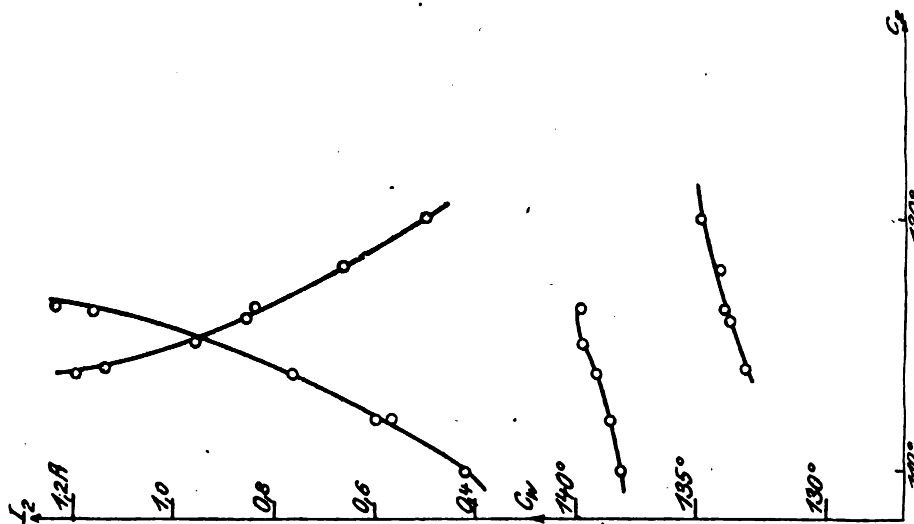
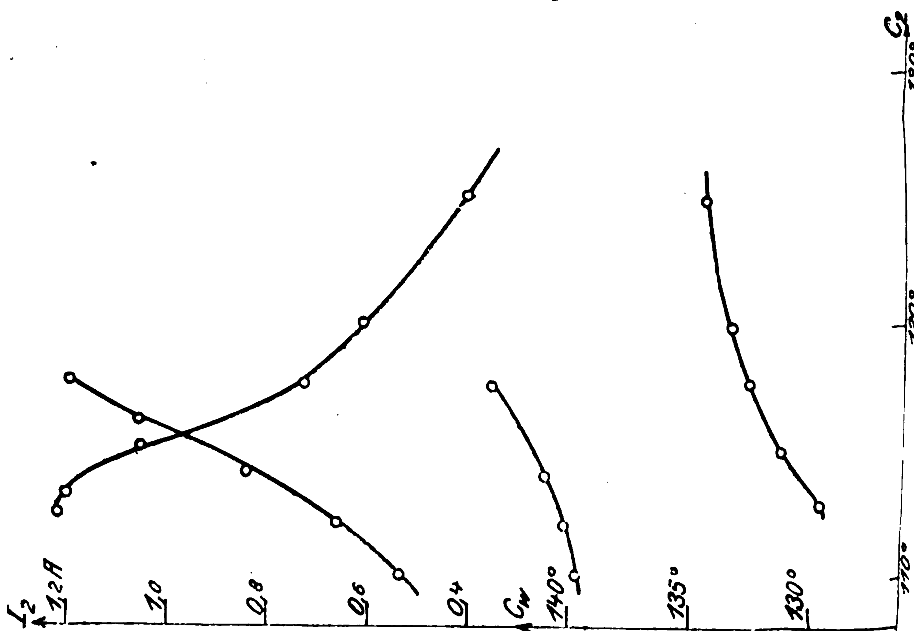


Fig. 15.

der Umspringpunkte und die besonders charakteristische Frequenzkurve Fig. 14 theoretisch konstruiert werden.

Wir beginnen mit der Berechnung des Umspringpunktes Fig. 18. 1 Wellenmesser-Grad entspricht in dem Bereich der Messungen einer Frequenzzunahme von 1320/sec. Die kritische Kopplung war


I_2
1,2A
1,0
0,8
0,6
0,4
C_W
140°
135°
130°
C_2
110°
120°


I_2
1,2A
1,0
0,8
0,6
0,4
C_W
140°
135°
130°
C_2
110°
120°
130°

$$L_{12\,kr} = 1,8 \cdot 10^3;$$

die eingestellte Kopplung $L_{12} = 7 \cdot 10^3$ cgs. Infolgedessen ist

$$A^2 = \left(\frac{L_{12}}{L_{12\,kr}}\right)^2 = 15,1.$$

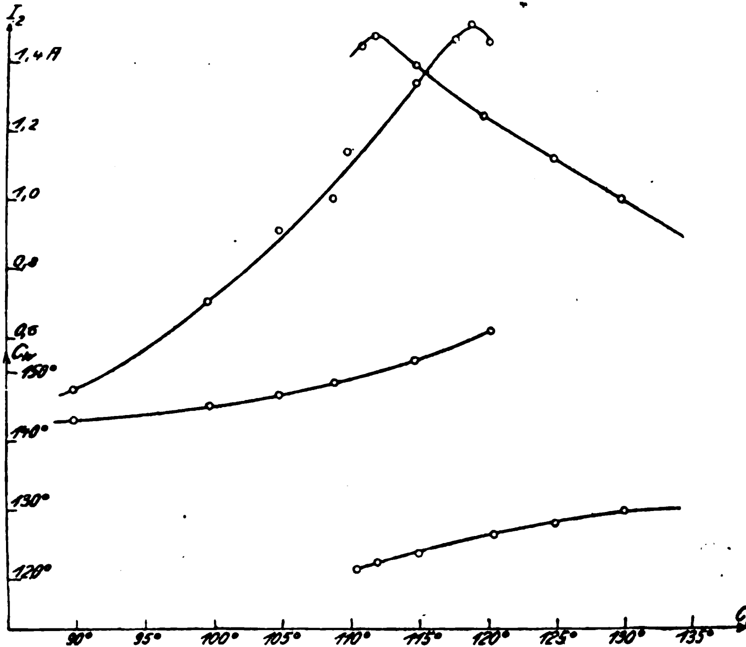


Fig. 18.

Die Wellenlänge wurde zu 760 m, die Schwingungszahl zu 395 000/sec. gemessen. Die Dämpfung d_2 berechnet sich dann zu

$$d_2 = k\pi\nu = \frac{1,8 \cdot 10^3}{1,14 \cdot 10^5}\pi \cdot 395\,000 = 1,96 \cdot 10^4.$$

Um den Umspringpunkt zu finden, ist die Tangente mit der Neigung $\frac{1}{A^2}$ an die Z_1-Kurve (Fig. 9) zu legen. Sie berührt in einer Höhe von $Z_1 = 0,49$. Der Abstand der beiden Umspringpunkte ist dann

$$a = 2x = 2 \cdot 0,49 \cdot 15,1 = 14,8.$$

Schließlich ist aus a die Kreisfrequenz ω, die Schwingungszahl ν und die Zahl der Wellenmesser-Grade C_ω zu berechnen.

$$C_w = \frac{v}{1320} = \frac{\omega}{2\pi\,1320} = \frac{a\,d}{2\pi\,1320} = \frac{14{,}8\cdot 1{,}96}{2\pi\cdot 1{,}32}\,\frac{10^4}{10^3} = 35^0.$$

Dieser berechnete Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert, der ebenfalls 35^0 beträgt.

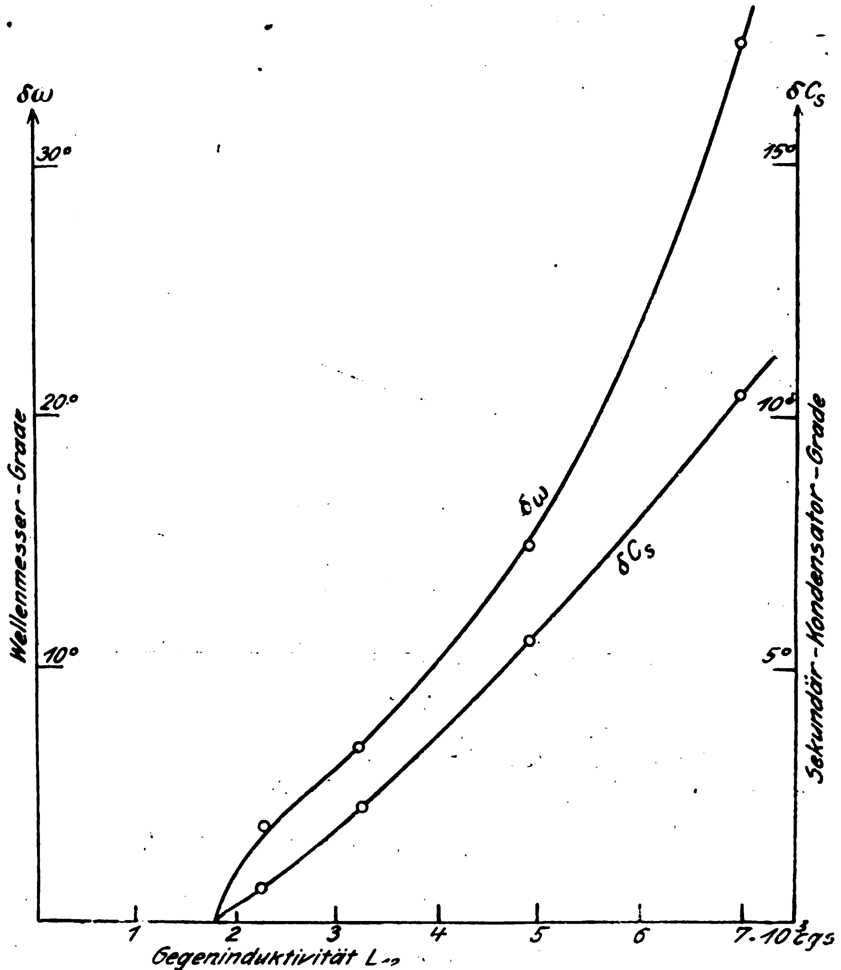


Fig. 19.

Rechnet man für die verschiedenen Kopplungen die Entfernung der Umspringpunkte (ΔC_s und ΔC_w) aus, so erhält man die Kurven der Fig. 19, die gemessenen Werte sind darin durch Kreise eingetragen.

Schließlich ist nach die Frequenzkurve für $L_{12} = 1{,}4 \cdot 10^3$ cgs konstruiert und die Messungen eingetragen. Fig. 20.

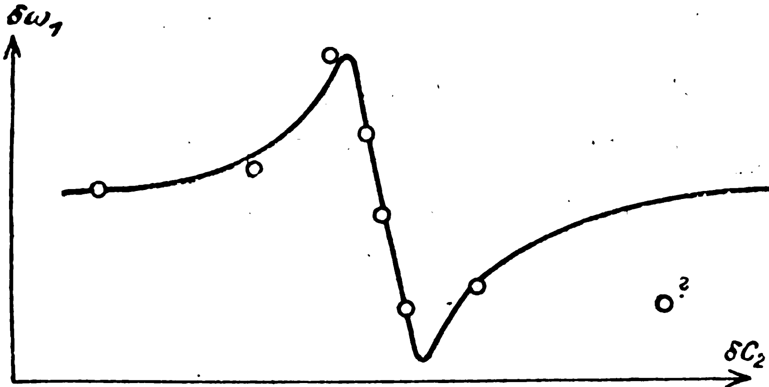


Fig. 20.

Alle diese Messungen zeigen, daß die in dieser Arbeit vorgetragene Theorie die Verhältnisse beim Zwischenkreisröhrensender durchaus befriedigend darstellt.

11. Eine weitere Aufgabe der Theorie.

Pauli hat in seiner Dissertation nachgewiesen, daß zu jeder ungedämpften Lösung noch eine gedämpfte gehört. Das bedeutet: Es existieren drei negative Dämpfungen[1] $\underline{\delta}$ des Primärkreises, für die die resultierende Dämpfung δ_1 der einen der beiden Kopplungsschwingungen Null wird. Für jedes dieser 3 $\underline{\delta}$ existiert aber noch eine 2. Kopplungsschwingung, deren Dämpfung δ_2 im allgemeinen von Null verschieden ist. Wir haben also drei „wahlweise mögliche" Wertepaare, die wie in Fig. 7 und 8 mit den Indizes *a b c* ausgezeichnet sein sollen; zu diesen gehören die Dämpfung $\delta_{1a} = 0$, $\delta_{2a} \neq 0$, $\delta_{1b} = 0$, $\delta_{2b} \neq 0$, $\delta_{1c} = 0$, $\delta_{2c} \neq 0$. Die Existenz dieser 2. Lösungen wäre unbedenklich, wenn sich nachweisen ließe, daß alle δ_2 negativ wären. Die 2. Lösungen würden abklingende Schwingungen darstellen. Dieser Nachweis läßt sich aber nicht führen. Es läßt sich vielmehr zeigen, daß in den „hochgezogenen Gebieten" [d. h. für Schwingungen, die durch die beiden Resonanzkurvenstücken 01 und 02 (Fig. 21) dar-

1) $\delta = -\dfrac{R - \dfrac{S_A L_{1g}}{C_1}}{2 L_1}$ Elektronenröhren, S. 100.

gestellt sind] δ_2 positiv wird. Um δ_2 zu berechnen, dividieren wir die Gleichung 4. Grades[1]):

$$\gamma^4 + \frac{\gamma^3}{1-k^2}(\underline{\delta} + \delta_{2r}) + \frac{\gamma_2}{1-k^2}(\omega_{1r}^2 + \omega_{2r}^2 + 4\underline{\delta}\delta_{2r})$$

$$+ \frac{\gamma}{1-k^2}(\omega_{2r}^2\underline{\delta} + \omega_{1r}^2\delta_{2r}) + \frac{\omega_{1r}\omega_{2r}^2}{1-k^2}$$

$$= (\gamma - i\gamma_1)(\gamma + i\gamma_1)(\gamma - \gamma_3)(\gamma - \gamma_4) = 0,$$

durch

$$(\gamma - i\gamma_1)\,\gamma + i\gamma_2) = \gamma^2 + \gamma_1^2;$$

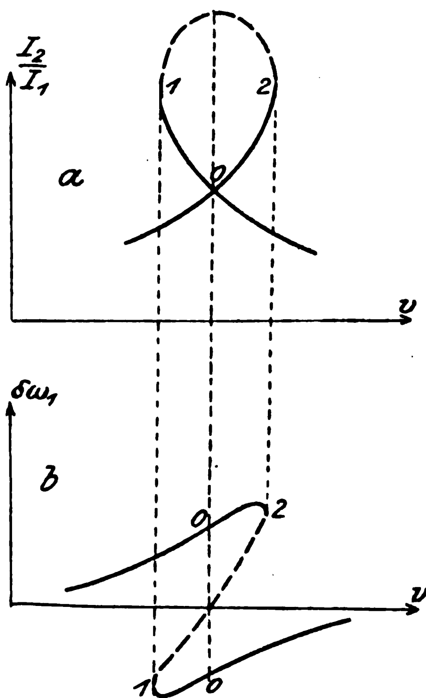


Fig. 21.

wobei $+i\gamma_1$ und $-i\gamma_1$ die Frequenz der ungedämpften Kopplungsschwingung darstellt. Wir erhalten dann eine quadratische Gleichung, deren beide Lösungen:

$$\gamma_3 = \delta_2 + j\omega_2; \quad \gamma_4 = \delta_2 - j\omega_2$$

1) Elektronenröhren, S. 101, Gl. 8.

sind. Um diese Division ausführen zu können, müssen wir die Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned}(1-k^2)\,\gamma_1^{\,4}-\gamma_1^{\,2}(\omega_{1r}^{\,2}+\omega_{2r}^{\,2}+4\,\underline{\delta}\,\delta_{2r})\\ +\,\omega_{1r}^{\,2}\,\omega_{2r}^{\,2}=0\;\ldots\;\text{Gl. } 9\\ -\gamma_1^{\,2}(\underline{\delta}+\delta_{2r})+\omega_{1r}^{\,2}\,\delta_{2r}\\ +\,\omega_{2r}^{\,2}\,\delta_{1r}=0\;\ldots\ldots\;\text{Gl. } 10\end{aligned}\right\}\ \text{Seite 102 der „Elektronenröhren"}$$

berücksichtigen, die zur Berechnung von $\underline{\delta}$ dienten.

Man erhält dann als quadratische Gleichung für die Lösungen γ_3 und γ_4:

$$\gamma^2+\frac{\gamma}{1-k^2}(\underline{\delta}+\delta_{2r})+\frac{\omega_{1r}^{\,2}+\omega_{2r}^{\,2}+4\,\underline{\delta}\,\delta_{2r}}{1-k^2}-\gamma_1^{\,2}=0$$

oder

$$\gamma^2+\frac{\gamma}{1-k^2}(\underline{\delta}+\delta_2^{\,2})+\frac{\omega_{1r}^{\,1}\,\omega_{2r}^{\,2}}{(1-k^2)\,\gamma_1^{\,2}}=0.$$

Die reellen Teile δ_2 der komplexen Wurzeln γ_3 und γ_4 sind dann

$$\delta_2=-\frac{\underline{\delta}+\delta_{2r}}{2\,(1-k^2)}.$$

Ob die zu der betreffenden „wahlweise möglichen" ungedämpften Schwingung zugehörige andere Kopplungsschwingung an- oder abklingt, hängt von den Vorzeichen von $\underline{\delta}+\delta_{2r}$ ab. Wir berechnen dies nach obiger Gleichung 10, S. 102 zu

$$\delta+\delta_{2r}=\delta\,\frac{\omega_1^{\,2}-\omega_2^{\,2}}{\omega_1^{\,2}-\omega^2}=\underline{\delta}\,\frac{v\,(\omega_1+\omega_2)}{\delta\,\omega_1(\omega_1+\omega)}\approx\underline{\delta}\,\frac{v}{\delta\,\omega_1}$$

Bedenkt man, das $\underline{\delta}$ immer negativ sein muß, und entnimmt man die Vorzeichen der Verstimmung v und von $\delta\,\omega_1$ der Fig. 21b, so ergibt sich:

In den hochgezogenen Gebieten klingen die zugehörigen 2. Kopplungsschwingungen an, in den nicht hochgezogenen Gebieten klingen sie ab. Dies steht im Zusammenhang mit der Erfahrungstatsache, daß durch Störungen die weniger stabile hochgezogene Schwingung in die stabilere nicht hochgezogene umspringt. Mit der Theorie des Anlaufvorganges hingegen ist diese Frage nicht zu verwirren, da beim Anlauf der kleineren Amplitude entsprechend größere $\underline{\delta}$ vorhanden sind. — Physikalisch bedeutet es nur: Wenn der Sender anläuft, und die Amplitude der Schwingung so groß geworden ist, daß die Röhre zusammen mit dem Primärkreiswiderstand eine negative Dämpfung $\underline{\delta}$ liefert, so ist eine anklingende Schwingung

$$Q = Q_0 \, e^{(\delta_2 + j\omega)t}$$

möglich.

Würden die Kennlinien genau geradlinig und somit δ von der Amplitude unabhängig sein, so könnte man die für lineare Differentialgleichungen gültige Regel anwenden und die allgemeine Lösung aus den partikularen Lösungen additiv zusammensetzen. Beliebig gegebene Anfangsbedingungen würden dann durch den Ansatz:

$$Q = Q_1 \, e^{i\gamma_1 t} + Q_2 \, e^{(\delta_2 + j\omega_2)t}$$

zu befriedigen sein. Bereits bei der geringsten Störung der ungedämpften hochgezogenen Schwingung $Q_1 \, e^{i\gamma_1 t}$ würde ein kleines Glied $Q_2 \, e^{(\delta_2 + j\omega_2)t}$ auftreten, das sich beliebig weit aufschaukelte. Das bedeutet physikalisch: Bei vollkommen geradlinigen Kennlinien ist das ganze „hochgezogene“ Gebiet instabil.

In Wirklichkeit sind aber die Kennlinien nicht geradlinig und infolgedessen die für konstantes δ gezogenen Schlüsse nicht gültig. Die Schwingungen im hochgezogenen Gebiet sind, wie das Experiment zeigt, durchaus stabil, wenigstens solange die Störungen klein sind. Lockert man aber die Rückkopplung (eventuell bei positiver Gittervorspannung), so wird das Gebiet des Anodenkennliniendiagrammes, in dem der Anodenstromgitterspannungspunkt[1]) hin und her schwingt, immer kleiner; die Kennlinien in immer besserer Annäherung geradlinig. Man muß sich also durch Lockern der Rückkopplung dem Fall des konstanten δ immer mehr nähern und das hochgezogene Gebiet immer labiler erhalten.

Experimentell bestätigt sich diese Vermutung insofern, als bei loserer Rückkopplung die Störungen, die zum Umspringen der Schwingungen nötig sind, immer kleiner werden, resp. bei sich wiederholenden Störungen von gleichbleibender Stärke (z. B. Schwankungen der von einer Gleichstromdynamo erregten Anodenspannung) die Umspringpunkte immer mehr an die Resonanzlage heranrücken.[2]) Die experimentelle und theoretische Durcharbeitung des Einflusses der Rückkopplung und der Störungsstärke auf die Lage der Umspringpunkte würde eine weitere Aufgabe sein.

Wir haben somit drei Ursachen für das Umspringen der hochgezogenen Schwingung kennen gelernt:

---

1) „Elektronenröhen“, S. 26, Zeile 14.
2) W. Seitz, l. c. S. 468 und „Elektronenröhren“, S. 120.

1. Das für die hochgezogene Schwingung nötige δ überschreitet das maximale δ, das die Röhre zu liefern vermag. Die Schwingungsamplitude wird dann meist vor dem Umspringen auf Null heruntergehen (Harmsscher Fall).

2. Die Rückkopplung ist sehr lose, die Kennlinien werden nahezu geradlinig. Dann springt die Schwingung bei immer kleineren Störungen um. Bei gleichbleibender Größe einer sich wiederholenden Störung rücken die Umspringpunkte mit abnehmender Rückkopplung immer näher in die Resonanzröhrenlage (Elektronenröhren, S. 120, W. Seitz).

3. Die Frequenz wird labil (der in dieser Arbeit behandelte Fall.)

12. Zusammenfassung.

Vom Prinzip der Phasenbilanz ausgehend, wird für Zwischenkreisröhrensender eine einfache graphische Konstruktion der Amplituden- und Frequenzresonanzkurven für beliebige Sekundärkreiskopplung und -Dämpfung abgeleitet. Die Theorie wird benutzt, um

1. Die Werte der kritischen Kopplung für verschiedene Dämpfungen und Frequenzen zu berechnen.

2. Eine Frequenzresonanzkurve als Beispiel quantitativ zu konstruieren.

3. Die Abhängigkeit der Umkehrpunkte von der Sekundärkreiskopplung zu konstruieren.

Die konstruierten Kurven und berechneten kritischen Kopplungen stimmen mit den gemessenen überein.

Physikal. Institut der Hamburgischen Universität, August 1920.

Komplexe Winkelgeschwindigkeiten und deren Verwendung in der Elektrotechnik.

Von August Hund.

Bezeichnungen.

$\mathfrak{A}$ = Heavisides Widerstandsoperator.
A = Konstante.
a = Konstante.
α = Dämpfungskonstante, hyperbolische Winkelgeschwindigkeit in hyperbolischen Radians per Sekunde.
b = Konstante.
C = Kapazität in Farad.
c = Konstante.

d = Konstante.
e = Momentanwert der Kondensatorspannung in Volt.
f = Periodenzahl per Sekunde.
I = Maximalstrom in Ampere.
I_0 = Anfangsamplitude von $I_0 \varepsilon^{at}$, entspricht V_0.
$\dot{I}$ = Vektor des Skalars I.
i = Momentanwert eines Stromes in Ampere.
j = Imaginäre Einheit, $\sqrt{-1}$
K = Kopplungskoeffizient.
L_{12} = L_{21} = Koeffizient der gegenseitigen Induktion in Henry.
L = Koeffizient der Selbstinduktion in Henry.
λ = Wellenlänge in Meter.
M = Koeffizient der gegenseitigen Induktion in Henry.
n = Verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit in hyperbolischen Radians per Sekunde (in der Regel $\angle$).
r = Widerstand in Ohm.
T = Periodendauer in Sekunden.
t = Zeit in Sekunden.
U = Funktion der Zeit.
V = Maximumwert der aufgedrückten Spannung, gemessen in Volt.
$\dot{V}$ = Vektor des Skalars V.
V_0 = Anfangsspannungsamplitude in Volt.
v = Momentanwert der Spannung in Volt.
X_c = Kapazitätsreaktanz.
X_L = Reaktanz einer Selbstinduktion.
z = Impedanz.
z_c = Impedanz eines Kondensators ($= X_c$).
Z_L = Impedanz einer Selbstinduktion ($= X_L$).
ω = Kreisgeschwindigkeit eines Stromes oder Spannung, gemessen in Kreisradians per Sekunde.
$\wedge$ = deutet eine einfach-symbolische Gleichung an.
$\mathbin{\wedge\!\!\!\wedge}$ = deutet eine bi-symbolische Gleichung an.

Die vorliegende Arbeit stellt einen Teil von Vorlesungen dar, die von dem Verfasser an der Universität von Südkalifornien über verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeiten und deren Verwendung in der Elektrotechnik gehalten wurden. Die angeführten Beispiele beziehen sich großenteils auf Hochfrequenzsysteme und zeigen, daß in vielen Fällen die Differentialgleichungen, welche in den Lösungen von Schwingungsproblemen vorkommen, durch symbolische Ausdrücke ersetzt werden können, und das Verfahren dasjenige der gewöhnlichen Algebra ist.

Die Verwendung von komplexen Winkelgeschwindigkeiten zur Lösung von Problemen ist seit Jahren Physikern bekannt, wie aus

den Arbeiten von Heaviside, Helmholtz und Rayleigh[1]) zu ersehen ist. Trotzdem ist bis vor kurzem dem Hochfrequenzingenieur die Wichtigkeit dieser scheinbar komplizierten Methode fern geblieben, bis die Herren Professoren Fleming, Wagner und besonders Kennelly, sowie andere Autoritäten wie Eccles und Bush[2]) deren Einfachheit gezeigt haben. Wenn ferner bisymbolische Gleichungen, die von dem Verfasser[3]) unlängst vorgeschlagen wurden, angewendet werden, so können selbst überlagerte Ströme, die teilweise rein sinusförmig und zum Teil gedämpfte Wellenzüge darstellen, mit einem der Algebra ähnlichen Verfahren studiert werden.

Komplexe Winkelgeschwindigkeit, Ohms und Kirchhoffs Gesetze.

Alle nicht stationären Vorgänge der Elektrotechnik können mit denselben Formeln ausgedrückt werden, im Falle die nötigen Verallgemeinerungen getroffen sind. Kirchhoffs und Ohms Gesetze erscheinen am einfachsten in der Gleichstromtechnik, sind etwas erweitert für Wechselstromprobleme und am allgemeinsten, wenn auf gedämpfte Schwingungen angewandt. Dies ist aus folgenden drei Gleichungen[4]) ersichtlich:

$$v = \text{const.} \tag{1}$$

$$\left.\begin{aligned} v &= V \sin \omega t \\ &= V \varepsilon^{j \omega t} \\ &= \dot{V} \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

$$\left.\begin{aligned} v &= V_0\, \varepsilon^{a t} \sin \omega t \\ &= V_0\, \varepsilon^{(a + j\omega) t} \\ &= V_0\, \varepsilon^{n t} \\ &= \dot{V}_0 \end{aligned}\right| \tag{3}$$

Gleichung (1) bezieht sich auf einen Gleichstromkreis und besagt, daß die Spannung zu allen Zeiten denselben Wert besitzt.

Gleichung (2) stellt die bekannten Ausdrücke für eine Sinus-

1) Heaviside, Electro-magnetic theory, Vol. II und Electrical Papers, Vol. II; Rayleigh, Theory of Sound; Campbell, Trans. A. I. E. E., 1911; Möller, Ann. d. Physik, 1911.

2) Fleming, Wireless Telegraphists Pocket Book, Kennelly, Proc. I. R. E., 1915; Eccles, Electrician, 1915; Bush, Proc. A. I. E. E., 1917; Wagner, Archiv der Elektrotechnik, 1916.

3) Hund, submitted to the board of papers A. I. E. E, 1917.

4) $\dot{V}$, d. h. V mit einem Punkt, bedeutet den Vektor des Skalars V.

spannung dar, für welchen Fall man sich mit einem Planvektor V, der mit einer gleichförmigen Kreisgeschwindigkeit ω rotiert, bedienen kann, um zu analytischen und graphischen Anschauungen zu gelangen.

Gleichung (3) betrachtet einen sich selbst überlassenen Schwingungskreis. Die Größe V_0 bedeutet die Maximalamplitude der Kondensatorspannung. Man hat es hier wiederum mit einem Planvektor V_0 zu tun, dessen Länge aber exponential während der Drehung abnimmt. Da $v = [V_0 \varepsilon^{\alpha t}] \varepsilon^{j \omega t}$. Dieses ist mittels der Figur 1 anschaulich gemacht. Man sieht daraus, daß wenn im Falle (2) der Wechselstrom durch einen Kreis dargestellt wird, man für den Fall (3) eine logarithmische Spirale als Polardiagramm erhält; da die Differenz zweier aufeinander folgenden Maximalamplituden, wenn logarithmisch gemessen, oder der Logarithmus des Quotienten solcher Maximalamplituden eine Konstante für eine bestimmte Schwingung ist. Der dritte Ausdruck der Gleichung (3) zeigt ferner, daß Beziehungen für gewöhnliche Wechselströme allgemein für gedämpfte Schwingungen gelten, wenn ω durch $\frac{n}{j}$ ersetzt wird und die maximalen Spannungs- oder Stromamplituden als Ausgangsspannungen oder Ströme behandelt werden. Von Gleichung (3) ist ferner ersichtlich, daß für Schwingungen der Exponent

$$n = (\alpha \pm j \omega) \text{ hyperbolische Radians/Sekunde}$$

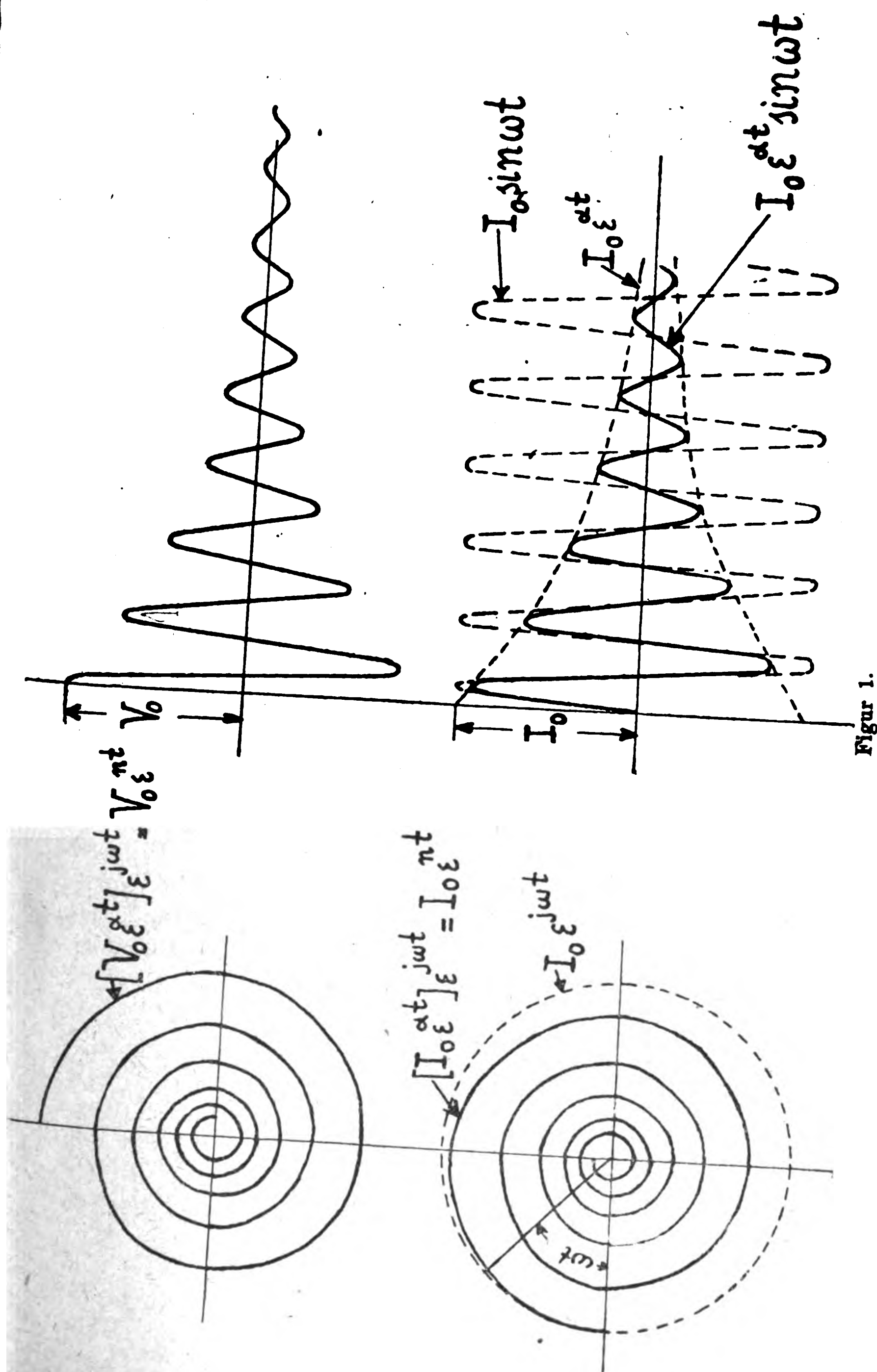
eine komplexe Winkelgeschwindigkeit darstellt, mit α als reellen und $j \omega$ als imaginären Teil. Der reelle Teil bestimmt die Dämpfungskonstante α des Dämpfungsfaktors, $\varepsilon^{\alpha t}$ der Schwingung, wie späterhin gezeigt ist. Dieser Teil bedeutet eine hyperbolische Winkelgeschwindigkeit, welche in hyperbolischen Radians per Sekunde gemessen wird. (Ein Radiusvektor bewegt sich mit einer gleichförmigen hyperbolischen Winkelgeschwindigkeit Θ, wenn das Ende des Radiusvektors längs der Kurve $\varepsilon^{\Theta t}$ gleitet, und wenn durch denselben gleich große Flächeninhalte in gleich langen Zeiten beschrieben werden.) Dies ist ersichtlich, wenn man überlegt, daß in Gleichung (3) der Teil

$$\varepsilon^{\alpha t} = \cos h\, \alpha t + \sin h\, \alpha t.$$

In derselben Weise sieht man aus der Übergangsbeziehung

$$\varepsilon^{j \omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t,$$

daß der imaginäre Teil $j \omega$ eine Winkelgeschwindigkeit in einem Kreise bedeutet, d. h. in Kreisradians per Sekunde gemessen wird. Wenn wir das Ohmsche Gesetz für Gleichwechselstrom und sich selbst überlassene


I₀ sin ωt
I₀ε^αt sin ωt
I₀ε^αt
V₀
I₀
V₀ε^κt = [V₀ε^αt]ε^jωt
I₀ε^κt = [I₀ε^αt]ε^jωt
I₀ε^jωt
ωt

Figur 1.

Schwingungen ausdrücken wollen, so erhalten wir folgende drei Beziehungen:

$$\frac{V}{I} = r \tag{4}$$

$$\frac{V}{I} = z \tag{5}$$

$$\frac{V_0}{I_0} = n\frac{dz}{dn} = \mathfrak{A}. \tag{6}$$

Das heißt, Ohms Gesetz gilt für Wechselstrom, wenn die Impedanz z die Stelle des Widerstands r einnimmt. Dieses Gesetz gilt für Schwingungskreise, wenn Heavisides „Ausgangsimpedanz" (threshold impedance), kurzweg Heavisides Widerstandsoperator[1]) $\mathfrak{A} = n\frac{dz}{dn}$, eingeführt wird. In diesem Ausdruck bedeutet z die verallgemeinerte oder erweiterte Impedanz des Schwingungskreises. Wenn V_0 die maximale Spannung eines Teiles eines gewissen Netzes darstellt, so erhält man für Schwingungen oder sonstige aperiodische und ultraperiodische Vorgänge das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz

$$i = \frac{V_0 \varepsilon^{nt}}{n\frac{dz}{dn}} = \frac{V_0 \varepsilon^{nt}}{\mathfrak{A}} = I_0 \varepsilon^{nt}. \tag{6a}$$

Ein solcher scheinbar komplizierter Widerstandsoperator muß eingeführt werden, da in einem sich selbst überlassenen Schwingungssystem keine aufgedrückte Spannung vorhanden ist. Infolge Kirchhoffs Gesetzes, welches ausdrückt, daß in einem geschlossenen Stromkreise die Summe aller Spannungsabfälle Null wird, ist fernerhin ersichtlich, daß die verallgemeinerte Impedanz z ebenfalls verschwindet, da der Schwingungskreis automatisch eine solche komplexe Winkelgeschwindigkeit n annimmt, welche die Gesamtimpedanz z Null macht. Dies auf das gewöhnliche Ohmsche Gesetz für Wechselströme angewendet, ergibt aber

$$I = \frac{\text{aufgedrückte Maximalspannung} = 0}{\text{verallgemeinerte Impedanz} = 0}$$

1) In Heavisides Werken (siehe Electric Papers, Vol. II, pag. 373) ist z als Widerstandsoperator angesehen. In der vorliegenden Arbeit ist aber die Größe $n\,dz/dn$ als Widerstandsoperator betrachtet, da für frei schwingende Systeme die Impedanz z verschwindet und dadurch deren Begriff als Widerstandsoperator den Sinn verliert, während die Größe $n \cdot dz/dn$ wirklich dem Ohmschen Widerstande der Gleichstromnetze entspricht.

einen unbestimmbaren Quotient. Aus diesem Grunde hat Heaviside die Ausgangsimpedanz $n \frac{dz}{dn}$ eingeführt, welche mittels der Ausgangsamplituden V_0 und I_0, von Spannung und Strom, ein verallgemeinertes Ohmsches Gesetz erlaubt. Wie aus dem Ausdruck für $\mathfrak{A}$ zu ersehen ist, erhält man Heavisides Widerstandsoperator durch einfache Differentiation der erweiterten Impedanz z, mit Bezug zur verallgemeinerten Winkelgeschwindigkeit n, multipliziert mit dieser Winkelgeschwindigkeit.

Gleichung (6) und (6a) können mit großem Vorteil zur Lösung komplizierter Probleme verwendet werden. Die allgemeine Form ergibt den Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{V}{(z)_{\substack{n=0\\z=0}}} + \sum_{n=n_1}^{n=n_m} \frac{V}{n \frac{dz}{n}} \varepsilon^{nt} \\ &= \frac{V}{z_0} + \frac{V}{n_1 \frac{dz_1}{dn_1}} \varepsilon^{n_1 t} + \frac{V}{n_2 \frac{dz_2}{dn_2}} \varepsilon^{n_2 t} + \ldots + \\ &\qquad + \frac{V}{n_{m-1} \frac{dz_{m-1}}{dn_{m-1}}} \varepsilon^{n_{m-1} t} + \frac{V}{n_m \frac{dz_m}{dn_m}} \\ &= V \left\{ \frac{1}{\mathfrak{A}_0} + \frac{\varepsilon^{n_1 t}}{\mathfrak{A}_1} + \frac{\varepsilon^{n_2 t}}{\mathfrak{A}_2} + \ldots + \frac{\varepsilon^{n_{m-1} t}}{\mathfrak{A}_{m-1}} + \frac{\varepsilon^{n_m t}}{\mathfrak{A}_m} \right\} \end{aligned}\right\} \quad (6\,b^{1)})$$

1) Wenn die aufgedrückte Spannung an einem Teile des Netzes durch die Bezeichnung $V_0 \varepsilon^{kt}$ gegeben ist, so hat man für den resultierenden Strom

$$\sum i = \frac{V_0 \varepsilon^{kt}}{(z)_{n=k}} - V_0 \sum_{n=n_1}^{n=n_m} \frac{\varepsilon^{nt}}{[k-n] \frac{dz}{dn}} \quad (6\,d)$$

welcher Ausdruck andeutet, daß für aufgedrückte Spannungen (im Gegensatz zu sich selbst überlassener Systeme oder für eine stetige aufgedrückte Spannung), die mit der Zeit sich ändern, die Operatoren

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{A}_1' &= [k - n_1] \frac{dz_1}{dn_1} \\ \mathfrak{A}_2' &= [k - n_2] \frac{dz_2}{dn_2} \\ \mathfrak{A}_3' &= [k - n_3] \frac{dz_3}{dn_3} \end{aligned}\right\} \quad (6\,e)$$

usw. Diese Beziehungen wurden von dem Verfasser mittels Lösung (5) der

wo dann V eine stetige EMK. für einen bestimmten Teil eines Stromkreises bedeutet, und i den Momentanwert des Stromes darstellt. Der Operator $\mathfrak{A}_0$ ist der $(n = 0)$-Wert der verallgemeinerten Impedanz z des Stromkreises. Die Größe z_1 bedeutet den $(n = n_1)$-Wert der verallgemeinerten Impedanz, und dementsprechend für alle anderen Bezugsimpedanzen der Operatoren $\mathfrak{A}_2$, $\mathfrak{A}_3$ usw., da die Summe für alle Werte von n und $z = 0$ zu bilden ist.

Für sich selbst überlassene Systeme ergibt Gleichung (6b) die Beziehung

$$\left.\begin{aligned} i &= \sum_{n=n_1}^{n=n_m} \frac{V_0}{n \frac{dz}{dn}} \varepsilon^{nt} \\ &= V_0 \left\{ \frac{\varepsilon^{n_1 t}}{\mathfrak{A}_1} + \frac{\varepsilon^{n_2 t}}{\mathfrak{A}_2} + \ldots \right\} \end{aligned}\right\} \quad (6c)$$

einen Ausdruck, dessen Summanden den verschiedenen Werten der verallgemeinerten Winkelgeschwindigkeit n entsprechen. Für diesen Fall bedeutet V_0 die Höchstspannung eines bestimmten Teiles des Stromkreises und i den Momentanwert des Stromes, welcher durch diesen Teil fließt. Mittels der Heavisideschen Widerstandsoperatoren kann man die Konstanten A_0, A_1, A_2 usw. der Lösung

$$i = A_0\, \varepsilon^{n_0 t} + A_1\, \varepsilon^{n_1 t} + A_2\, \varepsilon^{n_2 t} + \ldots$$

bestimmen, welches besonders dann von Vorteil ist, wenn Zahlenwerte vorliegen, trotzdem in manchen Fällen andere Methoden rascher zum Ziele führen, wie an anderer Stelle gezeigt ist. Die Anwendung dieses Operators ist einfach, wie aus folgenden Beispielen ersichtlich ist. In

---

Tabelle [wenn auf Differentialgleichungen zweiter Ordnung erweitert (Gleichung 91)] und Gleichung (6b) aufgestellt. Zur selben Zeit hat I. R. Carson ein gleichwertiges Resultat für dynamische Systeme mittels des Expansionstheorems entwickelt. (Physical Review, Sept. 1917.)

In Gleichungen (6d) und (6e) bedeutet $(z)_{n=k}$ den Wert der verallgemeinerten Impedanz z des ganzen Stromkreises, wenn $n = k$ gesetzt wird. Dementsprechend z den $(n = n_1)$-Wert der verallgemeinerten Impedanz des Systems usf. Die Werte n_1, n_2, $n_3 \ldots n_{m-1}$ und n_m erhält man von der Lösung $z = 0$.

Die Gleichungen (6d) und (6e) gehen in den Ausdrück der Gleichung (6b) über, wenn eine konstante EMK. aufgedrückt ist, d h. für $V_0{}^{0t}$ oder $k = 0$. Man hat dann $(z)_{n=k=0} = r$; $\mathfrak{A}_1' = -n_1 \frac{dz_1}{dn_1} = -\mathfrak{A}_1$ usw.

Man erhält die Gleichung (6c) für $V_0{}^{kt} = 0$, welche Beziehung gleichzeitig erfordert, daß $k = 0$.

Figur 2 sind die verschiedenen Fälle für verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeit angedeutet.

Anwendungen der verallgemeinerten Winkelgeschwindigkeit.

Aus obigen Erklärungen ist ersichtlich, daß Probleme für nichtstationäre Vorgänge mit dem Verfahren der Wechselstromtheorie gelöst werden können, wenn verallgemeinerte Winkelgeschwindigkeiten vorgesehen werden. Die verallgemeinerten Impedanzen eines Widerstandes, Selbstinduktion und Kapazität sind also durch folgende Beziehungen gegeben:

	Für nicht stationäre Vorgänge	Für gewöhnliche Sinusströme
	$z_r = r$	$z_r = r$
	$z_L = n L$	$z_L = j \omega L$
	$z_C = \frac{1}{n C}$	$z_C = \frac{1}{j \omega C}$
da	$i = I_0 \varepsilon^{n t}$ $= [I_0 \varepsilon^{a t}] \varepsilon^{j \omega t}$ für Schwingungen $i = I_0 \varepsilon^{a t}$ für ultra-periodische und aperiodische Vorgänge	$i = [I_0] \varepsilon^{j \omega t}$
Differentiation symbolisch äquivalent mit einer Multiplikation von i mit	$\frac{d i}{d t} = n \cdot i$ $\frac{d^2 i}{d t^2} = n^2 \cdot i$ $\frac{d^3 i}{d t^2} = n^3 \cdot i$ usw. n	$\frac{d i}{d t} = [j \omega] \cdot i$ $\frac{d^2 i}{d t^2} = [j \omega]^2 i = -\omega^2 i$ $\frac{d^3 i}{d t^3} = [j \omega]^3 \cdot i = -j \omega^3 i$ usw. $j \omega$
	vom selben Grade	
und Integration symbolisch äquivalent mit einer Division von i mit dem Divisor	$\int i\, d t = \frac{i}{n}$ $\int\int i\, d t = \frac{i}{n^2}$ usw. n	$\int i\, d t = \frac{i}{[j \omega]} = -j \frac{i}{\omega}$ $\int\int i\, d t = \frac{i}{[j \omega]^2} = -\frac{i}{\omega^2}$ usw. $j \omega$
	vom selben Grade	

Problem Nr. 1.

Ein Kondensator mit der Kapazität C^F sei auf ein Potential $V_0{}^V$ geladen. Finde die Beziehung für den Strom, wenn der Kondensator sich selbst überlassen, durch einen Widerstand r entladet.

Lösung.

Da in diesem Falle die verallgemeinerte Impedanz verschwindet, hat man:

$$z = \frac{1}{n\,C} + r = 0 \tag{7}$$

Der erweiterte Widerstandsoperator ist meist

$$\mathfrak{A} = n\frac{d\,z}{d\,n} = -\frac{1}{n\,C} \tag{8}$$

Gemäß des verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes (Gleichung 6a) ist der Entladungsstrom zu irgend einer Zeit gegeben durch die Beziehung

$$i = -n\,C\,V_0\,\varepsilon^{n\,t} \tag{9}$$

Da gemäß Gleichung (7)

$$n = -\frac{1}{r\,C} \tag{10}$$

ergibt sich ein Resultat

$$i^A = \frac{V_0{}^V}{r^\Omega}\,\varepsilon^{-\frac{t^{\text{sec}}}{r^\Omega\,C^F}} \tag{11}$$

Problem Nr. 2.

Ein Gleichstrom I_0 fließe in einem Selbstinduktion-Widerstandskreise. Nach welchem Gesetz wird der Strom verschwinden, wenn die aufgedrückte Spannung V_0 so entfernt wird, daß der effektive Widerstand des Stromkreises sich nicht ändern kann?

Lösung:

Von Gleichungen (6) und (6a)

$$i = \frac{V_0\,\varepsilon^{n\,t}}{\mathfrak{A}} = I_0\,\varepsilon^{n\,t} \tag{12}$$

da ferner

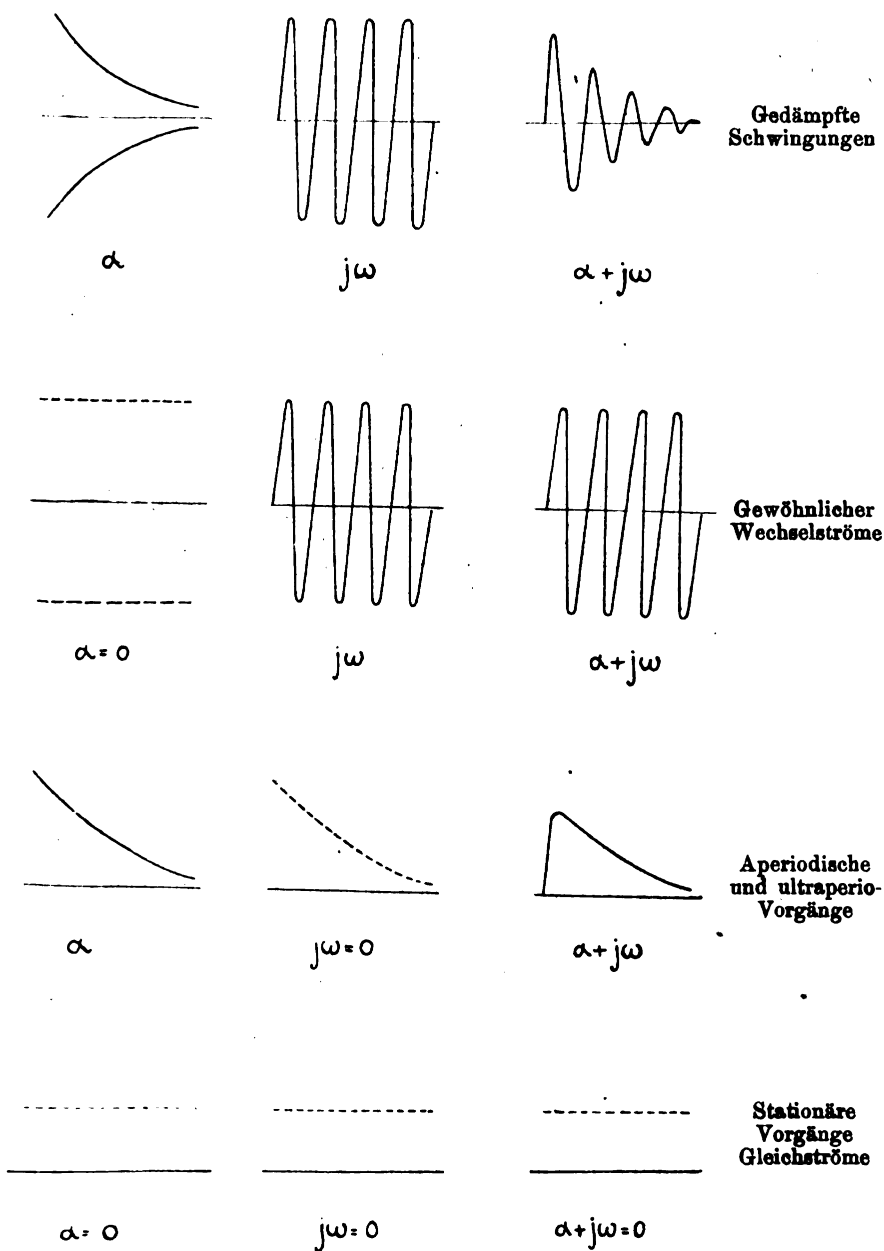
$$z = n\,L + r = 0$$

und demnach

$$n = -\frac{r}{L} \tag{13}$$

erhält man für den Momentanwert des Entladungsstromes:

$$i^A = I_0{}^A\,\varepsilon^{-\frac{r^\Omega}{L^H}\,t^{\text{sec}}} \tag{14}$$


α
jω
α + jω
Gedämpfte Schwingungen
α = 0
jω
α + jω
Gewöhnlicher Wechselströme
α
jω = 0
α + jω
Aperiodische und ultraperio-Vorgänge
α = 0
jω = 0
α + jω = 0
Stationäre Vorgänge Gleichströme

Figur 2.

Problem Nr. 3.

Ein Kondensator ist auf ein Potential V_0 geladen. Finde die Entladungsbedingungen, wenn der Kondensator durch eine Selbstinduktion und Widerstand geschlossen wird.

Lösung.

Die verallgemeinerte Impedanz ist

$$z = R + nL + \frac{1}{nC} = 0 \tag{15}$$

und die komplexe Winkelgeschwindigkeit ergibt sich als

$$n = -\frac{r}{2L} \pm \sqrt{\left[\frac{r}{2L}\right]^2 - \frac{1}{LC}} \tag{16}$$

Es sei ferner

$$\alpha = -\frac{r}{2L} \quad \text{und} \quad \omega = \sqrt{\left[\frac{r}{2L}\right]^2 - \frac{1}{LC}}.$$

Aus Gleichung (16) ist ersichtlich, daß drei typische Entladungen vorkommen können.

ad 1. Der Wert unter der Quadratwurzel ist positiv, d. h. $\left[\frac{r}{2L}\right]^2 > \frac{1}{LC}$, dann $n = [\alpha \pm \omega]$, welches in hyperbolischem Radians per Sekunde gemessen wird. Für diesen Fall ist n vollständig hyperbolisch, da kein imaginärer Teil in diesem Exponent auftritt. Die Entladung geht also „ultra-periodisch" vor sich und der Strom fällt allmählich ab, ohne seinen Richtungssinn zu ändern.

ad 2. Der Wert unter der Quadratwurzel verschwindet vollständig, d. h. $\left[\frac{r}{2L}\right]^2 = \frac{1}{LC}$. Man hat dann $n = \alpha$ hyperbolisch Radians per Sekunde. Die Entladung verläuft dann „aperiodisch" und der Strom fällt exponential ab, ohne seinen Richtungssinn zu wechseln.

ad 3. Der Wert unter der Quadratwurzel ist negativ, d. h. $\left[\frac{r}{2L}\right]^2 < \frac{1}{LC}$. Die erweiterte Winkelgeschwindigkeit wird also $n = [\alpha \pm j\omega]$ Radians per Sekunde. Die komplexe Winkelgeschwindigkeit ist also teilweise kreisförmig $j\omega$, und teilweise hyperbolisch α. Der Entladungsstrom wechselt dann seine Richtung mehrmals, weil die Entladung oszillatorisch vor sich geht.

Da im vorliegenden Stromkreise der Widerstandsoperator

$$\mathfrak{A} = n\frac{dz}{dn} = nL - \frac{1}{nC}$$

wird die momentane Entladestromstärke

$$i = \left[\frac{V_0}{n L - \frac{1}{n C}}\right] \varepsilon^{n t} = I_0 \varepsilon^{n t} \tag{17}$$

wenn I_0 die Ausgangsstromstärke bedeutet, die der Anfangsspannung V_0 entspricht. Man hat somit für die drei typischen Entladungen:

ad 1. Ultra-periodischen Fall:

$$i = I_0 \varepsilon^{[a + \omega] t} \tag{18}$$

ad 2. Aperiodischen Fall:

$$i = I_0 \varepsilon^{a t} = I_0 \varepsilon^{-\frac{r}{2L} t} \tag{19}$$

ad 3. Oszillatorischen Fall:

$$\left. \begin{aligned} i &= I_0 \varepsilon^{[a \pm j \omega] t} = I_0 \varepsilon^{\pm j \omega t} \varepsilon^{a t} \\ &= I_0 \sin \omega t \, \varepsilon^{-\frac{r}{2L} t} \end{aligned} \right\} \tag{20}$$

Gleichung (20) lehrt, daß für eine oszillatorische Entladung der erste Teil der erweiterten Winkelgeschwindigkeit die Dämpfungskonstante $\frac{r}{2L}$ bedeutet, und der zweite Teil die Winkelgeschwindigkeit ω darstellt. Folglich

$$\pm j \omega = \pm j \sqrt{\frac{1}{L C} - \left[\frac{r}{2L}\right]^2} \tag{21}$$

welches die Periode T der Schwingung liefert, da

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L C} - \left[\frac{r}{2L}\right]^2}} \tag{22}$$

Wenn das Quadrat der Dämpfungskonstante α vernachlässigt wird im Vergleich zum reziproken Wert der Schwingungskonstante $L C$, so erhält man das vereinfachte Thomsonsche Gesetz

$$\omega = \pm \frac{1}{\sqrt{L C}} \tag{22a}$$

Vorstehendes Problem kann in eleganter Weise mittels des Heavisideschen Widerstandsoperators gelöst werden. Der Verschwindungsstrom kann z. B. gemäß der Gleichung (6c) durch den Ausdruck

$$i = \sum_{\substack{n=n_1 \\ I=I_1}}^{\substack{I=I_m \\ n=n_m}} I\,\varepsilon^{n t}$$

$$= I_1\,\varepsilon^{n_1 t} + I_2\,\varepsilon^{n_2 t}$$

gefunden werden, worin

$$I_1 = \frac{V}{n_1 \frac{d z_1}{d n_1}} \qquad I_2 = \frac{V}{n_2 \frac{d z_2}{d n_2}}$$

und da

$$z = \frac{1}{n C} + n L + r \qquad \begin{aligned} n_1 &= \alpha + j\,\omega \\ n_2 &= \alpha - j\,\omega \end{aligned}$$

werden die Komponentimpedanzen

$$z_1 = \frac{1}{n_1 C} + n_1 L + r \qquad \alpha = -\frac{r}{2L}$$

$$z_2 = \frac{1}{n_2 C} + n_2 L + r \qquad \omega = \sqrt{\frac{1}{CL} - \left[\frac{r}{2L}\right]^2} \Bigg\} \text{für Schwingungen}$$

$$n_1 \frac{d z_1}{d n_1} = n_1 L - \frac{1}{n_1 C}$$

$$n_2 \frac{d z_2}{d n_2} = n_2 L - \frac{1}{n_2 C}$$

Infolge der Ausdrücke für die Widerstandsoperatoren erscheint dieses Verfahren etwas kompliziert, ist aber äußerst einfach, wenn Zahlenwerte vorliegen. Zum Beispiel für den Fall, wo

$$V = 1000^V; \quad r = 200^\Omega; \quad C = 0.5 \times 10^{-6\,F}; \quad L = 10^{-2\,H}$$

wird

$$\alpha = -\frac{2 \times 10^2}{2 \times 10^{-2}} = -10^4; \; \omega = \sqrt{\frac{2}{10^{-6} \times 10^{-2}} - \frac{4 \times 10^4}{4 \times 10^{-4}}} = \pm 10^4$$

die verallgemeinerten Winkelgeschwindigkeiten werden somit

$$n_1 = -10^4 + j\,10^4 \quad \text{und} \quad n_2 = -10^4 - j\,10^4$$

und die Widerstandsoperatoren

$$n_1 \frac{d z_1}{d n_1} = \frac{n_1^2 L C - 1}{n_1 C} = \frac{10^8 (j-1)^2 \times 10^{-2} \times 0.5 \times 10^{-6} - 1}{10^4 (j-1) \times 0.5 \times 10^{-6}} =$$

$$= +j\,200$$

$$n_2 \frac{d z_2}{d n_2} = \frac{n_2^2 L C - 1}{n_2 C} = -j\,200$$

Diese Beziehungen führen zu der Beziehung für den Momentanstrom

$$\begin{aligned} i^A &= \frac{1000}{j\,200}\,\varepsilon^{(j-1)10^4 t} + \frac{1000}{-j\,200}\,\varepsilon^{-(j+1)10^4 t} \\ &= -j\,5\,\varepsilon^{(j-1)10^4 t} + j\,5\,\varepsilon^{-(j+1)10^4 t} \\ &= \varepsilon^{-10^4 t}\{-j\,5\,\varepsilon^{+j10^4 t} + j\,5\,\varepsilon^{-j10^4 t}\} \\ &= \varepsilon^{-10^4 t}\{[-j\,5 + j\,5]\cos 10^4 t + i\,[-2j\,5]\sin 10^4 t\} \\ &= 10\,\varepsilon^{-10^4 t}\sin 10^4 t \end{aligned}$$

Für die Kondensatorspannung e_c hat man dann die Beziehung

$$e_c = \sum_{\substack{n = n_1 \\ i = i_1}}^{\substack{i = i_m \\ n = n_m}} \frac{i}{n\,C} = \frac{i_1}{n_1\,C} + \frac{i_2}{n_2\,C}$$

da

$$\frac{i_1}{n_1\,C} = \frac{I_1\,\varepsilon^{n_1 t}}{n_1\,C} = E_{c_1}\,\varepsilon^{n_1 t}$$

und

$$\frac{i_2}{n_2\,C} = E_{c_2}\,\varepsilon^{n_2 t}$$

wo

$$E_{c_1} = \frac{I_1}{n_1\,C} = \frac{-j\,5}{10^4(j-1)\times 0.5\times 10^{-6}} = -500 + j\,500$$

$$E_{c_2} = \frac{I_2}{n_2\,C} = \frac{+j\,5}{-10^4(j+1)\times 0.5\times 10^{-6}} = -500 - j\,500$$

somit

$$\begin{aligned} e_c &= [-500 + j\,500]\,\varepsilon^{(j-1)10^4 t} - [500 + j\,500]\,\varepsilon^{-(j+1)10^4 t} \\ &= \varepsilon^{-10^4 t}\{-1000\cos 10^4 t - 1000\sin 10^4 t\} \\ &= 10^3\sqrt{2}\,\varepsilon^{-10^4 t}\sin(10^4 t + \operatorname{tang}^{-1} 1) \\ &= 10^3\sqrt{2}\,\varepsilon^{-10^4 t}\sin(10^4 t + 0.7854) \end{aligned}$$

Man kann dieses Resultat prüfen, wenn man nachfolgende Beziehungen entwickelt:

$$\begin{aligned} i &= C\frac{d\,e_c}{d\,t} = 0.5\times 10^{-6}\{10^3\sqrt{2}\,[\varepsilon^{-10^4 t}\times 10^4\cos(10^4 t + 0.7854) - \\ &\qquad - 10^4\,\varepsilon^{-10^4 t}\sin(10^4 t + 0.7854)]\} \\ &= \varepsilon^{-10^4 t}\{5\sqrt{2}\cos(10^4 t + 0.7854) - 5\sqrt{2}\sin(10^4 t + 0.7854\} \\ &= \varepsilon^{-10^4 t}\sqrt{50 + 50}\sin[10^{4t} + 0.7854 + \operatorname{tang}^{-1}(-1)] \\ &= 10\,\varepsilon^{-10^4 t}\sin 10^4 t \end{aligned}$$

dasselbe Resultat wie oben gefunden. Für die Momentanspannung der reinen Selbstinduktion hat man die Beziehung

$$e_L = \sum_{\substack{n = n_1 \\ i = i_1}}^{\substack{i = i_m \\ n = n_m}} n\,L\,i = n_1\,L\,i_1 + n_2\,L\,i_2$$

$$= n_1\,L\,I_1\,\varepsilon^{n_1 t} + n_2\,L\,I_2\,\varepsilon^{n_2 t}$$

$$= E_{L_1}\,\varepsilon^{n_1 t} + E_{L_2}\,\varepsilon^{n_2 t}$$

worin

$$E_{L_1} = n_1\,L\,I_1 = 10^4(j-1) \times 10^{-2}(-j\,5) = 500 + j\,500$$

$$E_{L_2} = n_2\,L\,I_2 = -10^4(j+1) \times 10^{-2} \times j\,5 = 500 - j\,500$$

daher

$$e_L = [500 + j\,500]\,\varepsilon^{(j-1)10^4 t} + [500 - j\,500]\,\varepsilon^{-(j+1)10^4 t}$$

$$= \varepsilon^{-10^4 t}\{1000 \cos 10^4 t - 1000 \sin 10^4 t\}$$

$$= 10^3 \sqrt{2}\,\varepsilon^{-10^4 t} \sin(10^4 t - 0.7854)$$

welches die Resonanzbedingung bestätigt.

Problem Nr. 4.

Der Kondensator des letzten Beispiels habe ein vollkommenes Dielektrikum, so daß ein Teil der elektrischen Energie in demselben verbraucht wird und sowohl ein Leitungs- als auch ein Verschiebungsstrom existiert. Beweise, daß die Periode der Schwingung und das logarithmische Dekrement durch eine solche Streuung beeinflußt wird, selbst wenn derselbe Kapazitätswert wie für den Fall eines idealen Kondensators vorausgesetzt ist.

Lösung.

L^H bezeichne wiederum die Selbstinduktion und r^Ω den Widerstand der Spule, ferner sei C^F die Kapazität des Kondensators und l die Leitfähigkeit des Dielektrikums in M_{hs}. Ein solcher Kondensator kann also durch einen Kondensator mit vollkommenem Dielektrikum und einem Parallelwiderstand, $^1/_2$ Ohm, ersetzt werden. Wenn Wechselstrom in dem Kreis fließt, so stellt die Spule eine Impedanz, $r + j\,\omega\,L$, und der Kondensator eine Impedanz, $\frac{1}{l + j\,\omega\,C}$, dar. Wenn diese Formeln auf gedämpfte Schwingungen angewendet werden sollen, so hat man nur die Größe $j\,\omega$ durch die komplexe Winkelgeschwindigkeit n zu ersetzen. Die verallgemeinerte Impedanz des Schwingungskreises wird somit

$$z = \frac{1}{l + n\,C} + r + n\,L = 0\,, \tag{23}$$

folglich

$$n^2 + \left[\frac{l}{C} + \frac{r}{L}\right] n + \frac{1}{CL} = 0\,, \tag{24}$$

welches die komplexe Winkelgeschwindigkeit

$$n = -\left[\frac{r}{2L} + \frac{l}{2C}\right] \pm j \sqrt{\frac{1}{CL} - \left[\frac{r}{2L} + \frac{l}{2C}\right]^2} \text{ hyp. rad./sec} \tag{25}$$

ergibt.

Der momentane Entladestrom wird also

$$i = I_0 \sin\left[\sqrt{\frac{1}{CL} - \left[\frac{r}{2L} + \frac{l}{2C}\right]^2}\right] t\, \varepsilon^{-\left[\frac{r}{2L} + \frac{l}{2C}\right] t} \tag{26}$$

und das logarithmische Dekrement ergibt sich als

$$\Delta = \alpha \cdot T = \left[\frac{r}{2L} + \frac{l}{2C}\right] T \tag{27}$$

und die Periode der Schwingung ist

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{CL} - \left[\frac{r}{2L} + \frac{l}{2C}\right]^2}}\,. \tag{28}$$

Diese Gleichungen (27) und (28) zeigen, daß sowohl das logarithmische Dekrement als auch die Periode der Schwingung durch ein unvollkommenes Dielektrikum oder sonstige elektrische Streuung des Kondensators, wie Sprühen usw., beeinflußt wird. Das logarithmische Dekrement ist durch einen Teil $\frac{l}{2C}\,T$ vergrößert, während die Periode der Schwingung etwas länger andauert infolge der Größe $\frac{l}{2C}$, unter dem Wurzelzeichen der Gleichung (28). Das letzte Resultat besagt in anderen Worten, daß ein unvollkommenes Dielektrikum, in der Tat irgend eine Art von elektrischer Streuung im und am Kondensator die Wellenlänge etwas vergrößert oder die Frequenz der Schwingung entsprechend verkleinert. Dieses Resultat ist von Bedeutung, wenn Hochfrequenzmessungen vorliegen. In diesem Falle liegen Instrumente manchmal Kondensatoren parallel und verlängern deshalb die Wellenlänge etwas, selbst wenn die Instrumente praktisch kapazitäts- und induktionsfrei sind. Die Änderung der Wellenlänge ist nach obigen Anschauungen infolge des Widerstandes des Instrumentes, welcher parallel auf einen Kondensator einwirkt und deshalb denselben Einfluß

wie ein unvollkommenes Dielektrikum hat. Wenn innere und äußere Streuungen eines Kondensators sehr ausgesprochen sind, so können die-

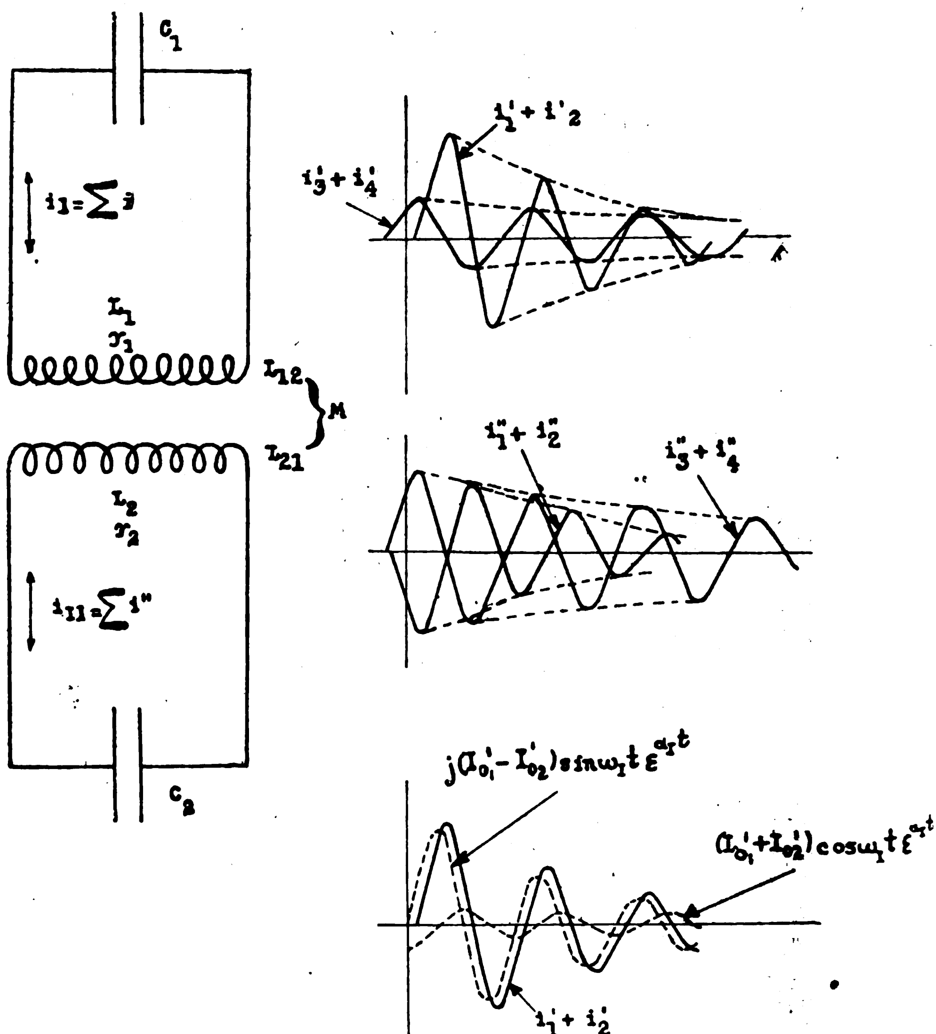


Fig. 3.

selben leicht aus der Unsymetrie der Resonanzkurve erkannt werden, da der Maximalpunkt mehr gegen eine größere Wellenlänge hin fällt und so die Kurve etwas flacher gestaltet.

Problem Nr. 5.

Zwei sich selbstüberlassene Schwingungskreise seien miteinander gekoppelt, wie in Fig. 3 angedeutet ist. Die Widerstände seien klein im Vergleich zu den Impedanzen der Spule und des entsprechenden Kondensators, so daß die Schwingungen schwach gedämpfte sind. Die Eigenfrequenzen der beiden Kreise seien dieselben, so daß die Schwingungs-Konstanten

$$C_1 L_1 = C_2 L_2 = CL .$$

Wenn die gegenseitigen Induktionen

$$L_{12} = L_{21} = M,$$

welche Frequenzen bestehen in beiden Stromkreisen?

Lösung.

Wenn beide Stromkreise als frei schwingende Systeme betrachtet werden, so hat man folgende Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} r_1 \cdot i_1 + L_1 \frac{d i_1}{d t} + \frac{1}{C_1}\int i_1\, d t + L_{12} \frac{d i_2}{d t} = 0 , \\ r_2 \cdot i_2 + L_2 \frac{d i_2}{d t} + \frac{1}{C_2}\int i_2\, d t + L_{21} \frac{d i_1}{d t} = 0 , \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

dieselben gestalten sich als

für ungedämpfte Schwingungen

$$\left\{\begin{aligned} \left[r_1 + j\,\omega\, L_1 + \frac{1}{j\,\omega\, C_1}\right] I_1 + j\,\omega\, M I_2 = 0 , \\ \left[r_2 + j\,\omega\, L_2 + \frac{1}{j\,\omega\, C_2}\right] I_2 + j\,\omega\, M I_1 = 0 , \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

und

für gedämpfte Schwingungen

$$\left\{\begin{aligned} \left[r_1 + n\, L_1 + \frac{1}{n\, C_1}\right] I_{01}\, \varepsilon^{n t} + n\, M I_{02}\, \varepsilon^{n t} = 0 , \\ \left[r_1 + n\, L_2 + \frac{1}{n\, C_2}\right] I_{02}\, \varepsilon^{n t} + n\, M I_{01}\, \varepsilon^{n t} = 0 , \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

wenn I_1 und I_2 die Vektoren der Ströme, Imax. sin ωt und I_2max. sin $(\omega t + \varphi)$ bedeuten, während I_{01} und I_{02} die Stromamplituden entsprechend den maximalen Kondensatorpotentialen, V_0 und V_{02} darstellen. Durch Elimination von $I_{01}\, \varepsilon^{n t}$ und $I_{02}\, \varepsilon^{n t}$ wird die Gleichung 31

$$\frac{n^2 C_1 M}{n^2 C_1 L_1 + n C_1 r_1 + 1} = \frac{n^2 C_2 L_2 + n C_2 r_2 + 1}{n^2 C_2 M} . \tag{32}$$

a) Spezial-Fall. Widerstände vernachlässigt.

Wenn die Ohmschen Widerstände r_1 und r_2 im Vergleich zu den Reaktanzen der Kapazität mit Selbstinduktion vernachlässigt werden und der Kopplungskoeffizient

$$K = \sqrt{\frac{L_{12} L_{21}}{L_1 \cdot L_2}} = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

eingeführt wird, erhält man die biquadratische Gleichung

$$[CL]^2 [1 - K^2] n^4 + 2 CL n^2 + 1 = 0. \tag{33}$$

Die Lösung derselben ergibt

$$\left. \begin{aligned} n_A &= \pm j \sqrt{\frac{1}{CL(1+K)}} \\ n_B &= \pm j \sqrt{\frac{1}{CL(1-K)}} \end{aligned} \right\} \tag{34}$$

Die Winkelgeschwindigkeiten der Ströme beider Kreise sind somit

$$\left. \begin{aligned} \omega_A &= \frac{1}{\sqrt{CL(1+K)}} \\ \omega_B &= \frac{1}{\sqrt{CL(1-K)}} \end{aligned} \right\} \text{(35)} \quad \text{verglichen mit} \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{CL}}$$

derjenigen, welche beiden Stromkreisen eigen ist, wenn sie ohne voneinander abzuhängen, sich selbst überlassen, ausschwingen können. Da Gleichung (35) von Gleichung (31) welche $\pm I_{01} \varepsilon^{nt}$ und $I_{02} \varepsilon^{nt}$ enthalten, abgeleitet wurden und infolge des Transformator-Gesetzes der gegenseitige Kraftfluß im selben Rhythmus wie die treibende magnetomotorische Kraft verläuft, so fließen in beiden Kreisen Ströme von der Frequenz f_A und f_B, die eine ist etwas kleiner, die andere etwas größer als die Eigenfrequenz f beider Stromkreise, da

$$\left. \begin{aligned} f_A &= \frac{f}{\sqrt{1+K}} \\ f_B &= \frac{f}{\sqrt{1-K}} \end{aligned} \right\} \quad \text{oder die Wellenlängen} \quad \left. \begin{aligned} \lambda_A &= \lambda \sqrt{1+K} \\ \lambda_B &= \lambda \sqrt{1-K} \end{aligned} \right\} \tag{36}$$

woraus zu ersehen ist, daß für sehr lose Kopplung $\lambda_A \cong \lambda_B \cong \lambda$, d. h. daß praktisch nur die Eigenfrequenz Bedeutung hat. Eine solche lose Kopplung ergibt natürlich nur wenig Energie in dem Resonator. Wenn ein Transformator mit idealem M benutzt würde, wäre praktisch nur eine

erzwungene Schwingung von der Frequenz $f_B = \frac{f}{\sqrt{2}}$ vorhanden. In der Tat, wenn eine ökonomische Transformation erreicht werden will, so kommen immer zwei Wellen vor, da infolge der Rückwirkung des Resonators auf den Oszillator Schwebungen in beiden Kreisen hervorgerufen werden, die zwei bestimmte Wellen zur Folge haben. Wenn ein Stoßkreis als Schwingungserzeuger verwendet wird, kann selbst bei fester Kopplung eine Einwelligkeit erzeugt werden, wenn die Stoßzeit sehr knapp gewählt ist.

Für den Fall[1]), daß die Schwingungskonstante beider Kreise verschiedene Werte besitzen, findet man von Gleichung 32 folgende Ausdrücke für die Periodenzahlen

$$\left.\begin{aligned}
f'_A &= \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{L_1 C_1 + L_2 C_2 - \sqrt{[L_1 C_1 - L_2 C_2]^2 + 4K^2 L_1 L_2 C_1 C_2}}{2(1-K^2) L_1 L_2 C_1 C_2}} \\
f'_B &= \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{L_1 C_1 + L_2 C_2 + \sqrt{[L_1 C_1 - L_2 C_2]^2 + 4K^2 L_1 L_2 C_1 C_2}}{2(1-K^2) L_1 L_2 C_1 C_2}} \\
&\text{und entsprechend die Wellenlängen.} \\
\lambda'_A &= \sqrt{\frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \sqrt{[\lambda_1^2 - \lambda_2^2]^2 + 4K^2 \lambda_1^2 \lambda_2^2}}{2}} \\
\lambda'_B &= \sqrt{\frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - \sqrt{[\lambda_1^2 - \lambda_2^2]^2 + 4K^2 \lambda_1^2 \lambda_2^2}}{2}}
\end{aligned}\right\} \quad (37)$$

λ_1 und λ_2 bedeuten dann die Eigenfrequenzen der bezüglichen Stromkreise. Der primäre Stromkreis stelle nun den Schwingungserzeuger und der sekundäre Kreis dessen Resonator dar. Welche Frequenz wird dann vorherrschen, wenn eine ideale feste Kopplung verwirklicht werden könnte?

Wir erhalten von Gleichungen (37) die Beziehungen

$$f'_A = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{0}{0}} \qquad \text{und} \qquad f'_B = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\infty}$$

1) Wenn die Stoßzeit verhältnismäßig groß zur Schwingungszeit eines Wellenzuges ist, kann man die Wellenlänge feststellen. Die eine gilt für die Ablaufszeit der Schwingungen

$$(\lambda_1 = 2\pi\sqrt{L_2 C_2})$$

und die andere für die Stoßzeit

$$\lambda_2 = \lambda_1 \sqrt{1+K}$$
$$\lambda_3 = \lambda_1 \sqrt{1-K}$$

Ströme von der Periodenzahl f'_B können vernachlässigt werden, da dieselben nur eine verschwindend kleine Amplitude aufweisen könnten. Da der Quotient unter dem Wurzelzeichen für den Ausdruck von f'_A unbestimmbar ist, ist die ursprüngliche Gleichung 31 benutzt und man hat

$$\frac{n L_1 C_1 + 1}{K n^2 C_1 \sqrt{L_1 L_2}} = \frac{K n^2 C_2 \sqrt{L_1 L_2}}{n^2 L_2 C_2 + 1} \tag{38}$$

für $K = 1$

$$n = j \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1 + L_2 C_2}}$$

oder

$$\omega'_A = \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1 L_2 C_2}} \tag{39}$$

d. h. für absolute feste Kopplung fließen in beiden Kreisen Ströme von der einzigen Periodenzahl

$$f'_A = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{C_1 L_2 + L_2 C_2}}$$

ein Mittelwert der Eigenfrequenzen f_1 und f_2. Mittels der Gleichung (32) können ferner die zwei Stromkreise studiert werden für den Fall, daß beide Systeme mehr oder weniger gedämpft sind.

b) Allgemeiner Fall — Widerstände nicht vernachlässigt.

Beweise, daß die zwei Schwingungen verschieden gedämpft sind und gebe die Ausdrücke für die logarithmischen Dekremente.

Lösung.

Die Eigenfrequenzen der Schwingungskreise seien dieselben, so daß

$$L_1 C_1 = L_2 C_2 .$$

Von Gleichung 32 erhält man den biquadratischen Ausdruck:

$$\left.\begin{aligned} & C_1 C_2 [L_1 L_2 - M^2] n^4 + C_1 C_2 [L_1 r_2 + L_2 r_1] n^3 \\ & + [C_1 L_1 + C_2 L_2 + C_1 C_2 r_1 r_2] n^2 + [C_1 r_1 + C_2 r_2] n + 1 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{40}$$

Da in diesem Falle die komplexe Winkelgeschwindigkeit der ganzen Gleichung genügt, so deutet die Potenz von n einen Differentialquotienten von demselben Grade an, wenn die Winkelgeschwindigkeit einen Multiplikator darstellt. In Gleichung (40) also entspricht n^4

$$\frac{d i_1^4}{d t^4}\,;\; n^3 ——— \frac{d i_1^3}{d t^3}\,;\; n^2 ——— \frac{d i_1^2}{d t^2}\,;\; n ——— \frac{d i_1}{d t}\,;\; n_0 = 1 ——— i_1 .$$

In Fällen, wo n das Resultat von Partiallösungen ist (Problem Nr. 10), gilt diese Substitution nur für jenen Teil, für den die Winkelge-

schwindigkeit ausgedrückt ist. In unserm Fall erhält man für Gleichung 40 den entsprechenden Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} & C_1 C_2 [L_1 L_2 - M^2] \frac{d i_1^4}{d t^4} + C_1 C_2 [L_1 r_2 + L_2 r_1] \frac{d i_1^3}{d t^3} + \\ & + [C_1 L_1 + C_2 L_2 + C_1 C_2 r_1 r_2] \frac{d i_1^2}{d t^2} + [C_1 r_1 + C_2 r_2] \frac{d i_1}{d t} + i_1 = 0 \end{aligned}\right\} \quad (41)$$

Diese Gleichung könnte man, wie gewöhnlich abgeleitet, durch doppelte Differentiation der Gleichungen (29) und Trennung der veränderlichen Größen mittels dieser und der gewonnenen Gleichung erhalten. In unserer Methode ist Gleichung (41) aber gänzlich überflüssig, da man Gleichung (40) direkt von Gleichung (32) finden kann. Der Faktor ε^{nt} fällt heraus und die letztgenannte Gleichung ist algebraisch. Da der Kopplungskoeffizient $K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$, so erhält man von Gleichung 40 den Ausdruck

$$\left.\begin{aligned} & n^4 + \frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{L_1 L_2 (1 - K_2)} n^3 + \frac{C_1 L_1 + C_2 L_2 + C_1 L_2 r_1 r_2}{C_1 C_2 L_1 L_2 (1 - K^2)} n^2 + \\ & + \frac{C_1 r_1 + C_2 r_2}{C_1 C_2 L_1 L_2 (1 - K^2)} n + \frac{1}{C_1 C_2 L_1 L_2 (1 - K^2)} = 0 \end{aligned}\right\} \quad (42)$$

Da Schwingungen vorliegen, hat obige Gleichung wahrscheinlich die Form

$$\left.\begin{aligned} & n^4 + [b + d] n^3 + [b d + c + f] n^2 + \\ & + [b \cdot f + c d] n + c f = [n^2 + b n + c][n^2 + d n + f] = 0 \end{aligned}\right\} \quad (43)$$

ein Ausdruck, dessen Lösung einfach ist. Um diese Gleichungen ineinander überzuführen, sind dieselben zur bessern Übersicht übereinander geschrieben. Man hat also

Normalform: $n^4 + [b + d] n^3 + [b d + c + f] n^2 +$

richtige Gleichung: $n^4 + \left[\frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{L_1 L_2 (1 - K^2)}\right] n^3 +$

$$+ \left[\frac{C_1 C_2 r_1 r_2 + C_2 L_2 + C_1 L_1}{C_1 C_2 L_1 L_2 (1 - K^2)}\right] n^2 +$$

ungefähre Gleichung: $n^4 + \left[\frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 L_1 L_2 (1 + K)} + \frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 L_1 L_2 (1 - K)}\right] n^3 +$

$$+ \left[\frac{r_1 r_2}{2 L_1 L_2 (1 - K^2)} + \frac{1}{C_1 L_1 (1 + K)} + \frac{1}{C_1 L_2 (- K)}\right] n^2 +$$

$$+ [b f + c d] n + [c \cdot f] = 0 \quad (44)$$

$$+\left[\frac{C_1 r_1 + C_2 r_2}{C_1 C_2 L_1 L_2(1-K^2)}\right] n + \left[\frac{1}{C_1 C_2 L_1 L_2 (1-K^2)}\right] = 0$$

$$+\left[\frac{r_1}{C_1 L_1 L_2 (1-K^2)} + \frac{r_2}{C_1 L_1 L_2 (1-K^2)}\right] n$$

$$+\left[\frac{1}{C_1 L_1 (1+K)} \cdot \frac{1}{C_2 L_2 (1-K)}\right] = 0$$

das heißt, daß wiederum zwei Schwingungen in jedem der beiden Stromkreise auftreten und daß dieselben verschieden gedämpft sind, da die Lösung der biquadratischen Gleichung 42 auf die Auswertung von

$$\left.\begin{array}{l} n^2 + b n + c = 0 \\ n^2 + d n + f = 0 \end{array}\right\} \qquad (45)$$

zurückgeführt ist. Den Grad der Richtigkeit der angenäherten Gleichung kann man aus Gleichung (44) ersehen. Die Faktoren von n^4, n^3, n, sowohl als der Wert für $c \cdot f$, sind vollständig richtig, wenn diese Größen sich aufeinander beziehen, da für

$$\left.\begin{array}{ll} b = \dfrac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 L_1 L_2 (1+K)}; & c = \dfrac{1}{C_1 L_1 (1+K)}; \\ d = \dfrac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 L_1 L_2 (1-K)}; & f = \dfrac{1}{C_2 L_2 (1-K)} \end{array}\right\} \qquad (46)$$

und

$$C_1 L_1 = C_2 L_2$$

$$b + d = \frac{[r_1 L_2 + r_2 L_1 - K(r_1 L_2 + r_2 L_1)] + [r_1 L_2 + r_2 L_1 + K(r_1 L_2 + r_2 L_1)]}{2 L_1 L_2 (1-K^2)} = \frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{L_1 L_2 (1-K^2)}$$

$$b f + c \cdot d = \frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 C_2 L_1 L_2^2 (1-K^2)} + \frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 C_1 L_1^2 L_2 (1-K^2)}$$

$$= \frac{r_1}{C_2 L_1 L_2 (1-K^2)} + \frac{r_2}{C_1 L_1 L_2 (1-K^2)}$$

$$= \frac{C_1 r_1 + C_2 r_2}{C_1 C_2 L_1 L_2 (1-K^2)}$$

und

$$c \cdot f = \frac{1}{C_2 L_1 (1+K)} \cdot \frac{1}{C_1 L_2 (1-K)} = \frac{1}{C_1 C_2 L_1 L_2 (1-K^2)}.$$

Das heißt nur der Koeffizient von n^2 macht die Lösung angenähert. Wenn man aber gleiche Eigenfrequenzen für die beiden Schwingungs-

kreise voraussetzt und annimmt, daß die Größen $\frac{r_1^2}{4 L_1^2 (1-K^2)}$ und $\frac{r_2^2}{4 L_2^2 (1-K^2)}$ im Vergleich zu den entsprechenden Größen $\frac{1}{C_1 L_1 (1-K^2)}$ und $\frac{1}{C_2 L_2 (1-K^2)}$ vernachlässigt sind, ist die obige Annäherung gerechtfertigt. Unsere Lösung ist somit auf folgende zwei Gleichungen zurückgeführt

$$\left.\begin{aligned} n_{1,2}^2 + \frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 L_1 L_2 (1+K)} n_{1,2} + \frac{1}{C_1 L_1 (1+K)} = 0 \\ \text{und} \quad n_{3,4}^2 + \frac{r_1 L_2 + r_2 L_1}{2 L_1 L_2 (1-K)} n_{3,4} + \frac{1}{C_2 L_2 (1-K)} = 0 \end{aligned}\right\} . \tag{47}$$

Das Resultat ist somit

$$\left.\begin{aligned} n_A &= n_{1,2} = \alpha_{1,2} \pm j\,\omega_{1,2} = \\ &= -\frac{r_1/L_1 + r_2/L_2}{4(1+K)} \pm j \sqrt{\frac{1}{C_1 L_1 (1+K)} - \left[\frac{r_1/L_1 + r_2/L_2}{2(1+K)}\right]^2} \\ n_B &= n_{3,4} = \alpha_{3,4} \pm j\,\omega_{3,4} = \\ &= -\frac{r_1/L_1 + r_2/L_2}{4(1-K)} \pm j \sqrt{\frac{1}{C_2 L_2 (1-K)} - \left[\frac{r_1/L_1 + r_2/L_2}{2(1-K)}\right]^2} \end{aligned}\right\} \tag{48}$$

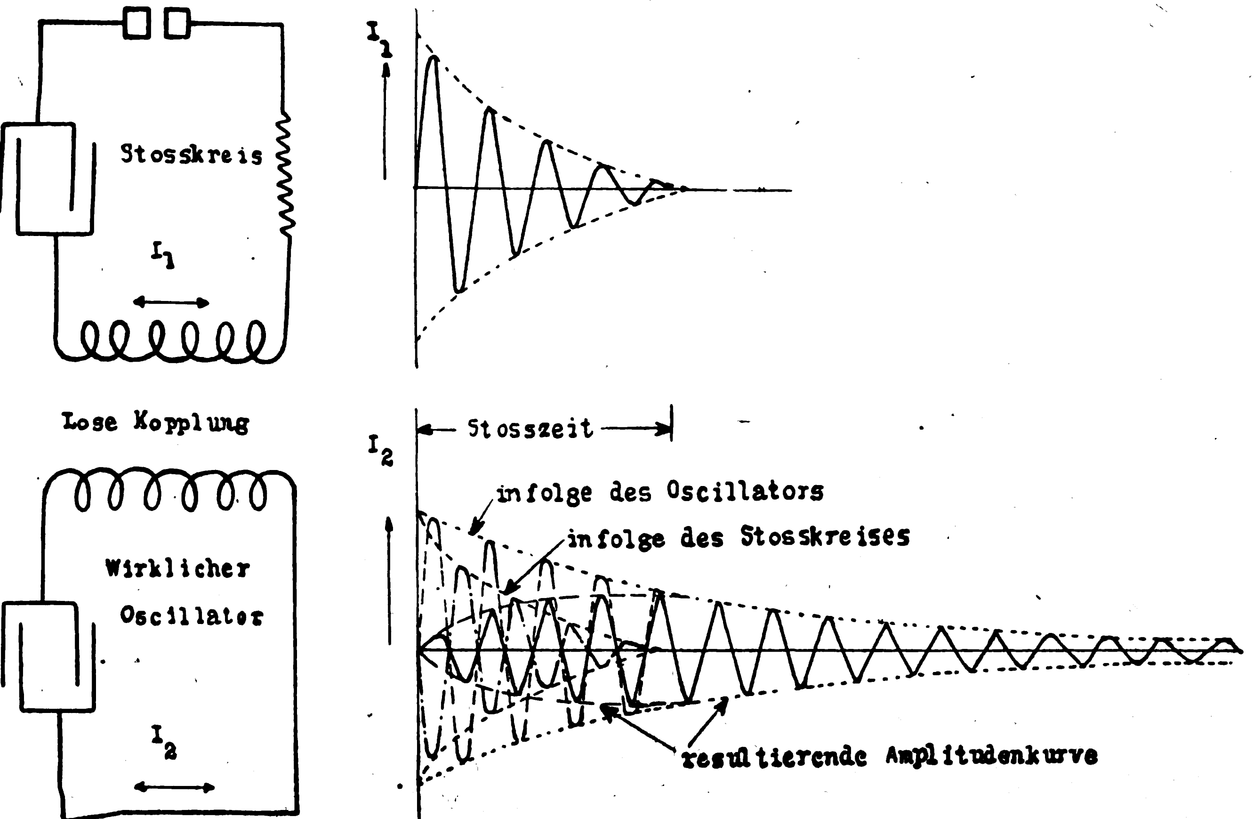
da schnelle Schwingungen vorliegen und dementsprechend das Quadrat der Dämpfungskonstante unter der Wurzel eine viel kleinere Größe als der reziproke Wert der äquivalenten Schwingungskonstante hat. Die Partialwellen der gleichwertigen Periodenzahlen $\frac{\omega_1}{2\pi}$ und $\frac{\omega_2}{2\pi}$ vereinigen sich zu einem mit diesen Wellen in Phase verschobenen gemeinsamen Schwingungszuge mit der Periodenzahl

$$\frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{\omega_1}{2\pi} = \frac{\omega_2}{2\pi}$$

Auf dieselbe Weise bilden die anderen zwei Partialwellen eine in Phase verschobene Schwingung von der Frequenz

$$\frac{\omega_B}{2\pi} = \frac{\omega_3}{2\pi} = \frac{w_4}{2\pi}$$

Die logarithmischen Dekremente der zwei resultierenden Schwingungen werden demgemäß


Stosskreis
I_1
Lose Kopplung
Wirklicher
Oscillator
I_2
I_1
I_2
Stosszeit
infolge des Oscillators
infolge des Stosskreises
resultierende Amplitudenkurve

Figur 4.

$$\left.\begin{aligned} \varDelta_A &= \frac{r_{1/L_1} + r_{2/L_2}}{4(1+K)} T_A \\ \varDelta_B &= \frac{r_{1/L_1} + r_{2/L_2}}{4(1-K)} T_B \end{aligned}\right\} \tag{49}$$

wo die Perioden $T_A = T_1 = T_2$ und $T_B = T_3 = T_4$ nach den diesbezüglichen imaginären Teilen der Gleichung (48) beztimmt sind. Durch Vergleich dieser Werte mit den logarithmischen Dekrementen

$$\varDelta_{\mathrm{I}} = \frac{r_1}{2L_1} T \quad \text{und} \quad \varDelta_{\mathrm{II}} = \frac{r_2}{2L_2} T$$

die den Einzelkreisen charakteristisch sind, wenn dieselben, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen, ausschwingen, und die Eigenperiode durch

$$T = 2\pi\sqrt{C_1 L_1} = 2\pi\sqrt{C_2 L_2}$$

bestimmt ist, erhält man die Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \varDelta_A &= \frac{T_{A/T}}{1+K}\left[\frac{\varDelta_{\mathrm{I}} + \varDelta_{\mathrm{II}}}{2}\right] \\ \varDelta_B &= \frac{T_{B/T}}{1-K}\left[\frac{\varDelta_{\mathrm{I}} + \varDelta_{\mathrm{II}}}{2}\right] \end{aligned}\right\} \tag{50}$$

welche in Kombination mit den Gleichungen (48) besagen, daß das logarithmische Dekrement der längeren Welle kleiner auskommt als dasjenige der kürzeren Welle. Für äußerst lose Koppelung, wo für $K \sim 0$, bekommt man

$$\varDelta_A = \varDelta_B = \tfrac{1}{2}[\varDelta_1 + \varDelta_2] \tag{50a}$$

da für gleiche Schwingungskonstanten in diesem Spezialfalle

$$T_A = T_B = T$$

Dieses letztere Resultat hat nur einen Sinn, wenn Energieaustausch zwischen den beiden Kreisen stattfindet. Die Erfahrung zeigt, daß für außerordentliche lose Koppelung nach kurzem praktisch nur eine Schwingung von dem Dekrement der weniger gedämpften Welle entsteht. Die Schwingung mit der größeren Dämpfung hat nur beim Einsetzen des resultierenden Schwingungszuges etwas Bedeutung, wie aus Figur 4 zu ersehen ist. (Schluß folgt.)

Referate.

Erscheinungen in Elektronenröhren mit Oxydkathode.

(Phenomena in oxide-coated filament electron tubes.)

Von **H. D. Arnold.** (Phys. Rev. XVI, 70, 1920. Nr. 1).

Für den Verwendungszweck einer Elektronenröhre ist es im Prinzip gleichgültig, ob die Kathode aus einem reinen Metalldraht besteht oder mit einem Oxyd überzogen ist. Der Vorgang der Elektronenemission ist aber in beiden Fällen ein verschiedener und mit Fragen wirtschaftlicher und wissenschaftlicher Art verknüpft. Verf. hat es sich zur Aufgabe gemacht, diese zu erörtern, soweit sie sich auf die Entwicklung der Oxydkathodenröhren während der letzten 7 Jahre erstrecken. Die dazugehörige Literatur physikalischer und chemischer Richtung hat er am Schlusse seiner Arbeit zusammengestellt. Da die technische Verwendung der Oxydkathode in Deutschland noch nicht so stark in Aufnahme gekommen ist, wie in Amerika, sind die Ausführungen des Verfassers ausführlich wiedergegeben.

Für die Drei-Elektrodenröhre (Eingitterröhre), die augenblicklich vom kaufmännischen Standpunkt aus das größte Interesse beansprucht, stellt die Wehnelt-Oxydkathode die ökonomischste Elektronenquelle dar. Für die Physiker und Chemiker bot sie spezielles Interesse wegen der Frage, wieweit chemische Nebeneinflüsse bei der Elektronenemission mitbeteiligt sind.

Daß diese bei reinen Metallen ausschließlich thermischen Ursprungs ist, wurde in der Hauptsache durch die Arbeiten von Langmuir über jeden Zweifel erhoben. Verf. nennt sonderbarerweise an seiner Stelle Richardson und H. A. Wilson. Am zwingendsten bei dieser Frage ist der Umstand, daß die Emission nicht abnahm, wenn die Gasreste entfernt wurden, ebenso das Ergebnis, daß die Abhängigkeit der Emission von der Temperatur ein Gesetz befolgte, welches bei einem rein thermischen Effekt erwartet werden mußte. Andere Arbeiten zeigten, daß die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen ganz der Annahme gleicher Energieverteilung zwischen Molekülen und freien Elektronen entsprach, wobei die freien Elektronen trotz eines bremsenden Feldes an der Oberfläche des Metalles austreten; wieder andere Experimente gaben einen Wert für diese Potentialdifferenz, wie sie durch die Abkühlung des Fadens infolge der Emission bestimmt wurde, der mit der beobachteten Beziehung zwischen Emissionsstrom und Temperatur übereinstimmte. So blieb kein Platz für eine chemische Erklärung der Elektronenemission reiner Metalle.

Im Gegensatz dazu war man bei Wehneltkathoden über diesen Punkt weniger im klaren. Verschiedenste Versuche zur Klärung der Frage wurden mit größter Sorgfalt ausgeführt, wobei große experimentelle Schwierigkeiten zu überwinden waren. Alles in allem stützten die gefundenen Ergebnisse die vorherrschende Meinung, daß die Emission von Oxyden wie von reinem Metall thermischen Ursprungs sei.

Die Notwendigkeit, Oxyddrähte für marktfähige Elektronenröhren herzustellen, führte dazu, große Mengen von möglichst hoher Gleichförmigkeit herzustellen, wobei sich für den Ingenieur dieselben Schwierigkeiten ergaben wie für den Forscher. Die systematische Untersuchung, welches Metall sich am besten für den Kerndraht eignet, welches Metall und welche Methode für den Überzug in Betracht kommt, die Prüfung der mechanischen Festigkeit, des elektrischen Widerstandes, der Oxydierbarkeit, der Eignung für fabrikationsmäßige Herstellung usw. ließen es geeignet erscheinen, für den Kerndraht Platin-Iridium (ca. 6 % Iridium mit den in käuflichem Platin-Iridium üblichen Verunreinigungen) zu wählen. Dieser Draht wurde zur Vergrößerung seiner Oberfläche in der bekannten Weise zu einem Band gerollt und dieses verdreht, um einen besseren mechanischen Halt zu gewährleisten.

Als Überzugsmaterial eignen sich die Oxyde von Barium, Strontium und Calcium mit einer durch die Reihenfolge charakterisierten glühelektrischen Aktivität. BaO zeigte eine mit der Zeit fortschreitende mechanische Zersetzung. Eine längere Lebensdauer wiesen Mischungen von BaO mit SrO auf, die in aufeinanderfolgenden Schichten aufgetragen wurden. Am gebräuchlichsten war folgende Methode: Bariumcarbonat und Strontium-Hydroxyd oder -Carbonat wurde in eine Substanz eingebettet, die sich durch Erhitzen an der Luft entfernen ließ, z. B. Paraffin oder Harz. Auf vier Lagen der Strontiumverbindung folgten vier Lagen der Bariumverbindung, abwechselnd aufeinander, so daß im ganzen 16 Schichten entstanden. Nach jeder Schicht wurde der Draht momentan auf eine Temperatur von etwa 1000° gebracht, die genügte, um die organische Substanz zu entfernen. Nach Fertigstellung des Überzuges wurde die Temperatur 2 Stunden lang auf etwa 1200° gehalten. Auf diese Weise wurde ein schöner Belag von BaO und SrO in einer Dicke von 2—3 mg pro qcm Oberfläche erhalten. Die durch chemische Reaktionen dicht am Kerndraht gebildete, fest anhaftende Schicht setzte sich aus Barium und Strontium in Verbindung mit Platin, Iridium und Rhodium zusammen. In der Hauptsache fand sich $BaPtO_3$ vor. Die Verbindung mit Rhodium scheint schneller eingegangen zu werden, doch kommt

sie wegen des geringen Prozentsatzes von Rhodium nicht in Betracht.

Die Behandlung des Fadens bedarf keiner besonderen Vorsicht, außer daß er Feuchtigkeit und Kohlendioxyd nicht ausgesetzt werden darf. Im Vakuum bleibt er mehrere Jahre unverändert.

Die Befreiung der Metallteile von den okkludierten Gasen kann durch Erhitzen mittels von außen zugeführter Ströme oder Teslaströme abgekürzt werden, doch muß bei diesem Prozeß einem Oxydfaden größere Sorgfalt zugewendet werden als einem Metallfaden, da der Effekt der Selbstevakuierung (clean up effect) nicht so ausgeprägt ist wie bei den letzteren. Wenn während des Pumpens die Fäden einige Minuten glühen, so zerfallen die auf dem Kernfaden befindlichen Verbindungen zum Teil, wie man an von der Pumpe abgenommenen Röhren feststellen kann.

Während des Krieges wurde etwa eine halbe Million Röhren mit diesen Oxydfäden hergestellt. Ganz besondere Sorgfalt wurde angewandt, um irgendwelche Verunreinigungen beim Herstellen der Oxydschicht zu vermeiden.

Seit ihrer Verwendung als Telephonverstärker wurde die Röhre systematisch durchgebildet. Beim Auswechseln muß ohne Regulierung der Heiz- oder Anodenspannung die Verstärkung usw. völlig unverändert bleiben. Außerdem muß der Verstärkungsgrad einer Röhre unabhängig von den üblichen Spannungsdifferenzen der Heizstromakkumulatoren sein. Mit dem Gebrauch im Telephondienst ist auch die schwierige Forderung verknüpft, eine über einen Zeitraum von mehreren 1000 Stunden erstreckte unveränderliche Wirkungsweise zu besitzen und jede Änderung derselben rechtzeitig kenntlich zu machen, um ein Auswechseln ohne Unterbrechung des Telephonverkehrs zu ermöglichen.

Im Gegensatz zu den reinen Metallfäden ist der Oxydfaden frei von dem allmählich anwachsenden Widerstand, der durch die Verdampfung des Fadens herbeigeführt wird. Bei konstanter Heizspannung hat dies eine Verringerung der Fadentemperatur und somit der Elektronenemission zur Folge, während bei Anwendung konstanten Heizstroms das Anwachsen des Widerstandes eine höhere Temperatur und damit eine schnellere Zerstörung des Fadens verursacht. Bei dem Oxydfaden verdampft nur die Schicht. Dies führt allerdings zur Bildung besonders heller Flecken (bright spots) und damit zu einer Verringerung der Lebensdauer. Aber die Temperatur und die Charakteristik des Fadens bleiben, unabhängig davon, ob die Spannung oder der Strom konstant gehalten werden, gleich.

Für die Ausbeute an Elektronen sind maßgebend die Konstanten der Richardsongleichung, sowie der Verdampfungs- und Strahlungsformel. Zur Ermittlung der Verdampfungskonstanten sind umfangreiche Lebensdauermessungen anzustellen.

Verf. ist der Meinung, daß bis jetzt die physikalischen Konstanten für Wehneltkathoden noch nicht in ausreichendem Maße ermittelt sind, geht aber auf die ausführlichen Messungen von Germershausen (Ann. d. Phys. **51**, 705, 1916) nicht ein. Dr. C. J. Davisson ist mit Messungen darüber beschäftigt und hat vorläufige Resultate erhalten. Für eine beträchtliche Anzahl von Exemplaren des oben beschriebenen Normalfadens ergab sich die totale Emission zu 0,45—0,7. Die Methode zur Bestimmung dieser Grenzen war folgende: Nach Feststellung der Beziehung zwischen Heizleistung und Widerstand wurde die Abhängigkeit zwischen Widerstand und Temperatur im elektrischen Ofen ermittelt. Diese Beziehung wurde außerdem durch Beobachtung des Schmelzpunktes von Kaliumsulfat nachgeprüft. Da es sich bei Anwendung der optischen Methode herausstellte, daß die Oxyde im roten Teil des Spektrums praktisch als schwarze Körper angesehen werden können, so konnte die Temperatur mit genügender Genauigkeit mittels eines für schwarze Strahlung geeichten optischen Pyrometers gemessen werden.

Die vorläufigen Daten für die Verdampfung wurden erhalten, indem das von einer Wolframmulde verdampfende Bariumoxyd auf einem Platinschirm niedergeschlagen und der Niederschlag gewogen wurde. Es ergab sich: $m = 4{,}6 \cdot 10^8\, T^{-1/2}\, \varepsilon^{-(4{,}6 \cdot 10^4/T)}$, wo m das Verdampfungsverhältnis pro qcm und sec bedeutet. Eine genaue Bestimmung der Konstanten für BaO, SrO und CaO ist in Arbeit. Zur Bestimmung der Richardsonschen Konstanten wurden etwa 4000 Oxydfäden untersucht. Um die Ergebnisse in anschaulicher Weise übersehen zu können, hat Davisson seine Koordinaten, deren Abszissen die Heizleistung und deren Ordinaten die Glühelektronenemission in MA darstellen, so angeordnet, daß die Abhängigkeit beider durch eine gerade Linie wiedergegeben wird, falls die Emission dem Richardson-Gesetz, die Wärmestrahlung dem Stefan-Boltzmann-Gesetz gehorcht. (Vgl. Abb. 1.)

Das Schaubild zeigt, wie verschieden die Emissionen ausfallen können, und es wird in diesem Zusammenhang betont, daß in allen den Fällen, in denen es sich nicht um Erreichung oder Überschreitung einer unteren Grenze der Emission, sondern um möglichst konstante Sättigungsemission handelt, bis jetzt den reinen Metalldrähten noch der Vorzug gegeben werden muß.

Die gestrichelten Linien verbinden die Punkte gleichen Wirkungsgrades. (MA pro Watt.) Da man gewöhnlich mit Werten von 8 bis 9 Watt/qcm arbeitet, so liegt der Wirkungsgrad zwischen 10 und 100 MA/Watt.

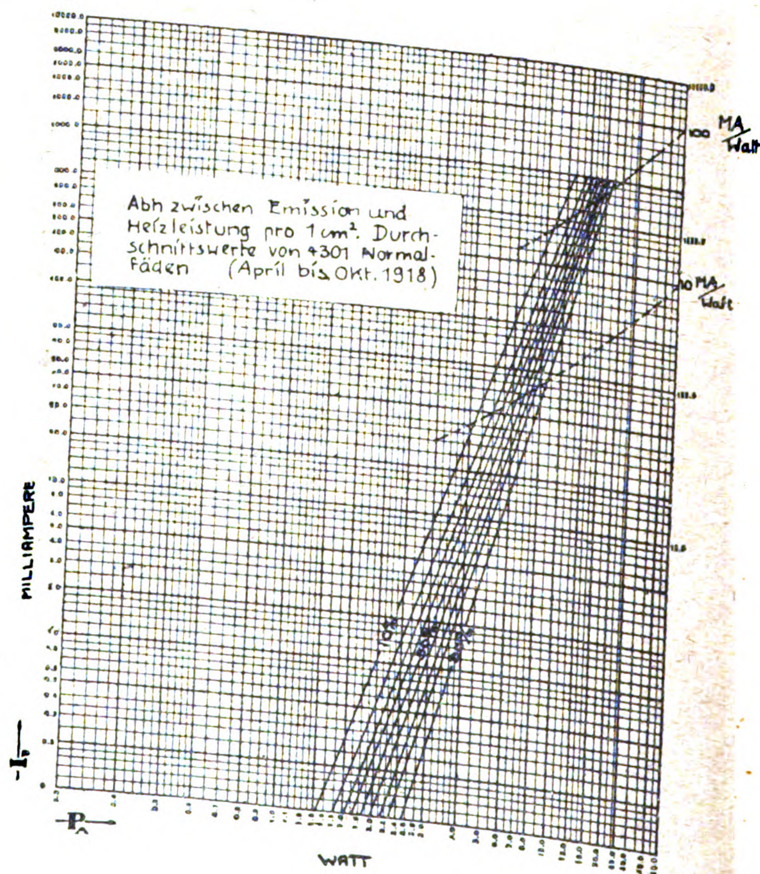


Fig. 1.

Nimmt man die Emission des Fadens zu 0,6 an, so erhält man nach Abb. 1 folgende Konstanten:

Austrittsarbeit . . . . $\Phi = 1,55$ bis 1,9 Volt
Richardsons Konstante $b = 19,4$ „ $23,8 \cdot 10^3$
„ „ $a = 0,5$ „ $1,5 \cdot 10^{24}$ } für Elektronen pro sec und qcm
oder 8 „ $24 \cdot 10^4$ für Amp. pro qcm.

Eine der Fragen, die zunächst in höherem Maße rein wissenschaftliches als praktisches Interesse beanspruchen, betrifft das Verhalten der Oxydkathode im extrem hohen Vakuum. Bei den Versuchen, über die W. Wilson in der Weihnachtssitzung der Am. Phys. Soc. 1914 berichtete, bestand die Anordnung aus einer zylindrischen Anode, welche koaxial den mit der Oxydschicht bedeckten Faden umschloß. Der Elektronenstrom erwies sich als unabhängig von dem mit einer Gaede-Molekularpumpe hergestellten extremen Vakuum. Mit Hilfe der Raumladeformel von Child[1]) sollte das Verhältnis e/m berechnet werden, um zu entscheiden, ob bei der Wehnelt-Kathode nur Elektronen oder auch Träger größerer Masse auftreten. Wilson[2]) stellte für eine gegebene Form und bestimmten Spannungsabfall längs des Fadens folgende Formel auf:

$$i = k\frac{2\cdot(V-V_0')^{5/2}}{5(V_0-V_0')}\left[1-\left(1-\frac{V_0-V_0'}{V-V_0'}\right)^{5/2}\right].$$

V_0' bedeutet das Potential des negativen Fadenendes, V_0 dasjenige des positiven Endes. Der mittels dieser Gleichung gefundene Wert für e/m ergab sich bestenfalls etwa 5 % kleiner als bei Anwendung anderer Methoden, was sich durch Anwesenheit negativer Träger molekularer Abmessung oder durch Sekundärstrahlung aus der bombardierten Anode erklären ließe. Da die Größenordnung der Abweichung jedoch diejenige nicht überschreitet, die bei Wolframfäden aufzutreten pflegen, so liegt kein Grund vor, sich der Folgerung zu verschließen, daß bei Oxydkathoden reine Elektronenentladung vorliegt.

Mit dem Fortschreiten des Vakuums, das mit dem Knudsen-Manometer und später mit dem Ionisationsmanometer nach Buckley[3]) bis 10^{-9} und 10^{-10} mm Quecksilberdruck gemessen wurde, ergab sich keine Änderung des Emissionsstromes. Gase, die unter Drucken von etwa 0,001 mm eingeführt wurden, zeitigten größere Änderungen, die aber diejenigen bei Metalldrähten unter gleichen Bedingungen nicht erreichten. Anwesenheit von Sauerstoff oder Kohlendioxyd reduziert die Emission, während eine Spur Wasserstoff, mit einem Faden besonders niederer Emission in Verbindung gebracht, diesen zu normaler Emission veranlaßt. Die geringe Empfindlichkeit gegen Gase macht die Oxydkathode besonders brauchbar für den Zweck des Ionisationsmanometers. Außerdem können die meisten Störungen durch Erhöhung der Fadentemperatur überwunden werden.

1) Child, Phys. Rev. 32, 492, 1911,
2) E. R. Stoeckle, Phys. Rev. VIII, 545, 1916.
3) O. E. Buckley, Proc. Nat. Acad. Sci. 2, 683, 1916.

Über den Zusammenhang zwischen der Austrittsarbeit Φ und der Richardson-Konstanten b hat Wilson früher berichtet.[1]) Es wurde in ähnlicher Weise, wie es Wehnelt und Jentsch an Oxyddrähten und später Richardson und seine Mitarbeiter an Osmium und Wolframfäden ausgeführt haben, die durch die Emission veranlaßte Temperaturänderung bestimmt. Während früher keine einheitlichen Werte mit Wehnelt-Kathoden zu erzielen waren, hat Wilson folgende reproduzierbare Ergebnisse erhalten:

	bR/e Volt	Φ Volt
BaO 50%, SrO 50%	2,02	1,97
	2,16	2,28
BaO 50%, SrO 25%, CaO 25%	2,34	2,39
	2,59	2,54
CaO	3,28	3,22.
	3,49	3,51

Die in dieser Tabelle zum Ausdruck kommende Übereinstimmung zwischen b und Φ ist zwar kein Beweis gegen das Vorhandensein eines chemischen Effektes, läßt sich aber leichter durch Annahme thermischer Wirkung erklären. Die Bestimmung der Funktion Φ ist auch für die Photoemission und die Kontaktpotentiale von Wichtigkeit.

Bei neueren Versuchen stellte Davisson fest, daß es von großer Bequemlichkeit ist, aktives Material von einem Normalfaden auf einen anderen durch Verdampfen niederzuschlagen. (Vgl. Davisson und H. A. Pigdeon, Phys. Rev. XV, 553, 1920, Nr. 6, d. Ref.) Beide Fäden werden in demselben Rohr vereinigt; der primäre, mit der aktiven Substanz bedeckte wird je nach Maßgabe des Experimentes längere oder kürzere Zeit erhitzt, während die Emission des sekundären Fadens gemessen wird. Dieser muß aus geeignetem Material, etwa Wolfram oder Eisen bestehen. Die Beobachtungen, die an dieser Anordnung angestellt wurden, versprechen über den Vorgang der Elektronenemission bei Wehnelt-Kathoden interessanten Aufschluß zu geben. Eines der auffallendsten Resultate war das, daß der sekundäre Faden eine außerordentlich hohe Emission aufwies, wenn erst eine winzige Menge aktiver Substanz niedergeschlagen war. Mitunter, wenn der sekundäre Faden aus Wolfram bestand, war nur so kurz geheizt worden, daß etwa erst ein Zehntel der Oberfläche bedeckt war.

Da noch nicht untersucht wurde, in welcher Form sich der Niederschlag bildet, so kann man annehmen, daß er Molekül neben Molekül transportiert wird, und daß sich auf der Oberfläche des Fadens eine Reihe einzelner Moleküle in Abständen von 1 bis 10 Moleküldurchmessern,

1) Proc. Nat. Acad. Sci. 3, 426, 1917.

weiter eine Anzahl von Gruppen zu zwei, eine kleinere Zahl von Gruppen zu drei Molekeln usw. vorfindet. Bemerkenswert ist jedenfalls, daß bei einer gegebenen Temperatur von diesem dünnen Belag ein Elektronenstrom ausgeht, der nur wenig kleiner ist als der Strom von dem dick überzogenen Faden.

Die Frage, ob diese Änderung durch die Konstante *a* oder *b* der Richardsonschen Gleichung veranlaßt wird, ist vorläufig dahin zu beantworten, daß *a* maßgebend ist. Nimmt man an, daß ein voll bedeckter Faden auf seiner ganzen Oberfläche gleichmäßig emittiert, während der zum Teil überzogene nur in der Nachbarschaft der Moleküle emittiert, so gelangt man für diesen Faden zu einer Konstanten *a*, die den oben angegebenen Wert um viele Male überschreitet. Hingegen ergibt sich die Konstante *b* für beide Fälle gleich, was beweist, daß die Reduktion der Austrittsarbeit an der Metalloberfläche durch eine geringe Anzahl von Molekülen verursacht werden kann. Durch diesen Umstand wird man zu der Annahme geführt, daß der eigentliche Einfluß der Moleküle der aktiven Substanz darin besteht, die Gegenspannung (restraining voltage) in ihrer Umgebung herabzusetzen und den Austritt der Elektronen aus der Metalloberfläche zu erleichtern. Die Zahl der Elektronen, welche sich einer solchen Öffnung bedienen können, ist dadurch bestimmt und begrenzt, wie viele eine ausreichende Geschwindigkeit erhalten, was seinerseits wieder vom Material des Kernfadens abhängt. Da das hier benutzte Material ein größeres *a* besitzt, als der Normalfaden, so erscheint es auch nicht so ungewöhnlich, daß sich für den teilweise bedeckten Faden ein größeres *a* ergibt als für den ganz bedeckten. Um sich ein Urteil darüber zu bilden, ob sich das Elektron auf seinem Wege eine Zeitlang dem Molekül der aktiven Substanz angliedert oder nur darüber hinaus fliegt, liegen zu wenig Ergebnisse vor. Die Zahl der Elektronen, die pro sec durch eine molekulare Öffnung hindurchtreten, mag auf etwa 10000 geschätzt werden; daß dieses Verhältnis längere Zeit über dauert, zeigt der raschere Abfall der Aktivität. Wenn schon daraus auf das Fehlen eines irreversiblen chemischen Prozesses geschlossen werden kann, so wird dies noch deutlicher durch den Umstand, daß manche Fäden während einer Lebensdauer von 20000 Stunden 15 mal mehr an Elektronenmasse emittiert haben, als die Masse der Oxydschicht betrug.

Bei Oxydkathoden ist es bemerkenswert, daß durch Bombardement mit Elektronen oder positiven Trägern die Emission erleichtert wird. Da die Sekundärelektronenemission auch bei reinen Metalldrähten noch unklar ist, wurden Versuche mit Quecksilberoberflächen angestellt,

wobei eine absolut glatte Oberfläche einen sehr geringen Effekt ergab. Bei Wehnelt-Oxyden war die Sekundäremission verhältnismäßig groß, während sie sich unter dem Bombardement positiver Träger nicht so deutlich einstellte; immerhin wurden bei jedem Impuls einige Elektronen ausgelöst, was der vereinzelt herrschenden Meinung widerspricht, daß das Bombardement positiver Ionen die Elektronenemission von Oxydkathoden verursacht.

Der Druck der Zeitverhältnisse hat die Entwicklung der Oxydkathoden sehr beschleunigt, doch ist die Grenze noch nicht erreicht. Da die für die Wirkungsweise der üblichen Metalldrähte bekannten Gesetze keinen Weg zur Steigerung ihrer Ausnutzungsmöglichkeit erkennen lassen, bleibt nur die Möglichkeit einer Vereinigung oder Bedeckung mit anderen Substanzen. Bei Oxydkathoden ist es mitunter möglich, Fälle ungewöhnlich größerer Aktivität zu finden als bei den im Handel befindlichen Typen. doch läßt sich über die Grenze des Möglichen erst dann diskutieren, wenn man den die Emission bestimmenden Einflüssen ebenso nahe gekommen ist wie bei den Metalldrähten. Verf. hält es für sehr wahrscheinlich, daß man bei der Erforschung dieser Vorgänge auch gleichzeitig in den Vorgang der Elektronenemission bei reinen Metalldrähten noch tiefer eindringen wird.

Research Laboratories of American Telephone and Telegraph Company and Western Electric Company, Inc. R. Jaeger.

D. Coster, Über die Schaltungsweisen des Audions. (Physikalische Zeitschrift S. 579. 1919.)

Die Stromspannungsgleichung einer Glühkathodenröhre mit drei Elektroden $i_a = f(e_g, e_a)$ läßt sich bekanntlich auf die Form bringen:

$$- \Delta e_a = \lambda \Delta e_g - r \Delta i_a \qquad (1)$$

nach der man die Röhre als einen Wechselstromgenerator von der elektromotorischen Kraft $\lambda \Delta e_g$ auffassen kann. Coster versucht anzugeben, welche prinzipiell verschiedenen „generativen Schaltungen“ überhaupt möglich sind, bei denen mittels einer Gleichstromquelle Wechselstrom einer bestimmten Periode erzeugt wird. (Schaltungen mit Selbsterregung.)

Hat man einmal eine generative Schaltung, so kann man daraus andere Schaltungen ableiten,

A. indem man die Wechselwiderstände durch für die betreffende Frequenz äquivalente Widerstände ersetzt, ohne weiter etwas Prinzipielles zu ändern;

B. indem man die auftretenden Widerstände durch ihre konjugiert komplexen ersetzt.

Verfasser unterscheidet zwei Arten von Schaltungen:

I. die direkte Schaltung (das Gitter ist unmittelbar mit dem Anodenkreis verbunden), (Fig. 1),

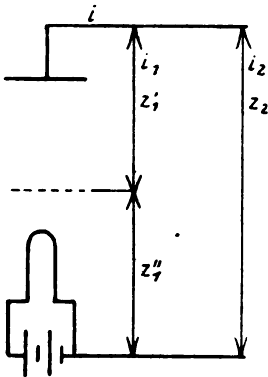


Fig. 1.

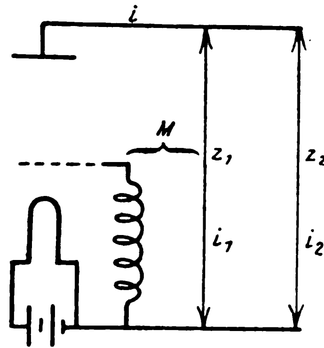


Fig. 2.

II. die indirekte Schaltung (das Gitter ist nur mittels wechselseitiger Induktion mit dem Anodenkreis gekoppelt). (Fig. 2.)

Beiden Schaltungen gemeinsam ist die Beziehung

$$\lambda \Delta e_g = i_a \left(\frac{r + z_1 z_2}{z_1 + z_2} \right) \tag{2}$$

Schreibt man die Größen z_1, z_2, z_1', z_1'' in der Form $z = x + jy$, so umfaßt die Gleichung (2) alle möglichen Schaltungen. x bedeutet dabei einen Ohmschen Widerstand, positives y eine Selbstinduktion und negatives y eine Kapazität. Bei der indirekten Schaltung ist der Fall, daß der Gitterkreis stromlos ist, leicht abzuleiten; ist der Gitterkreis dagegen nicht stromlos, so ist es schwer allgemeine Regeln festzustellen.

Bem. d. Ref.: Die Unterscheidung nach direkter und indirekter Schaltung ist nicht sehr glücklich, da es hier Schaltungen gibt, die man kaum als prinzipiell verschieden bezeichnen möchte. Alberti.

A. Meissner und E. Scheiffler, Über den Überlagerungsempfang, Zeitschr. f. Fernmeldetechnik, Werk- und Gerätebau **1**, 18, 1920.

Nach Ausgestaltung der Elektronenröhre als Schwingungserzeuger konnte auch der Schwebungsempfang zu einem praktisch brauchbaren

Mittel ausgebaut werden. Er ist sowohl für den Empfang ungedämpfter Wellen, als auch für den Empfang gedämpfter Wellen geeignet, günstiger allerdings für den Empfang ungedämpfter Wellen.

Die Verff. benutzen als Empfangsanordnung eine Detektorschaltung. Die Wirkung des Interferenzempfanges ist dann vor allem charakterisiert durch die Eigentümlichkeiten des Detektors. Als Detektoren dienten ein Pyritdetektor, ein Karborunddetektor und ein Audion. Die Empfangsintensität wurde durch Beobachtung der Galvanometeraus-

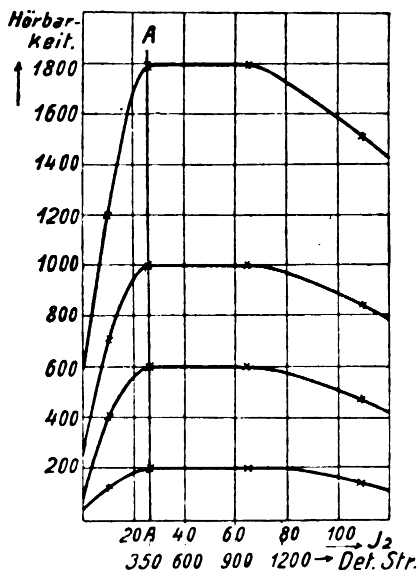


Fig. 1.

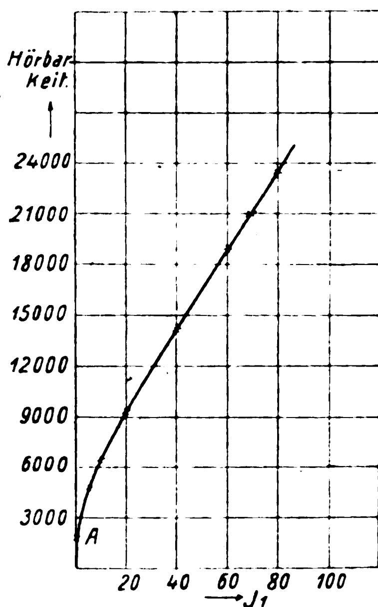


Fig. 2.

schläge oder nach der Parallelohmmethode gemessen, die Relativwerte sind in den wiedergegebenen Kurven in Hörbarkeiten ausgedrückt. Die Wirkungsweise des Detektors wird charakterisiert einerseits durch die Abhängigkeit der Hörbarkeit vom Empfangsstrom, andererseits durch die Abhängigkeit der Hörbarkeit vom Überlagerungsstrom.

Beim Pyrit- und Karborunddetektor nimmt die Hörbarkeit zuerst fast proportional mit dem Überlagerungsstrom zu, bleibt dann über einen größeren Bereich konstant und nimmt schließlich mit noch größeren Überlagerungsströmen infolge der übermäßigen Belastung des Detektors wieder ab (Fig. 1). Charakteristisch ist, daß für alle Emp-

fangsströme ungefähr bei derselben Größe des Überlagerungsstromes das Maximum der Hörbarkeit erreicht ist und dann Konstanz der Hörbarkeit mit zunehmender Überlagerung eintritt, also unabhängig vom Verhältnis Empfangsstrom zum Überlagerungsstrom. Man hat also beim Überlagerungsempfang den Überlagerungsstrom ganz unabhängig von der Größe des Empfangsstromes so groß zu wählen, daß man in der Detektorcharakteristik durch die Überlagerung in den Bereich der größten Empfindlichkeit des Detektors kommt, d. h. in den horizontalen Teil der Kurve. Der Empfang ist dann unabhängig vom Überlagerungsstrom.

Wird der Überlagerungsstrom konstant gehalten, und zwar im Bereich günstigster Wirkung, so kann man die Abhängigkeit der Hörbarkeit vom Empfangsstrom aufnehmen (Fig. 2). Man findet, daß für schwache Empfangsströme die Hörbarkeit proportional den Empfangsströmen zunimmt, für stärkere Empfangsströme dagegen nicht mehr. Die Kurven sind nach oben gekrümmt, d. h. die Hörbarkeit nimmt langsamer zu als der Empfangsstrom. Die Abweichungen dürften hier freilich auch durch die Unzulänglichkeit der Parallelohmmethode bei großen Hörbarkeiten bedingt sein.

Bei der Messung mit dem Audion steigt zuerst wieder die Hörbarkeit, ebenso wie beim Pyrit- und Karborunddetektor mit zunehmender Überlagerung annähernd proportional, dann bleibt die Hörbarkeit konstant, unabhängig vom Überlagerungsstrom und gleichförmig für alle Intensitäten. Die Überlagerung dient, abgesehen von der Erzeugung der Interferenzwirkung, also auch hier wieder nur dazu, den Empfang in den Bereich der größten Empfindlichkeit zu verlegen. Ändert man den bei der Audionschaltung meist üblichen großen Widerstand, der zwischen Gitter und Kathode liegt, so erhält man mit kleiner werdendem Widerstand Änderungen der Kurven dahingehend, daß die Hörbarkeit mit wachsendem Überlagerungsstrom schließlich wieder abnimmt.

Die Proportionalität der Hörbarkeit mit dem Empfangsstrom ist beim Audion selbst bei kleinen Hörbarkeiten wenig gewahrt. Die größeren Hörbarkeiten werden verhältnismäßig schlechter wiedergegeben als bei Detektorempfang.

Beim Empfang gedämpfter Schwingungen tritt durch die Überlagerung im allgemeinen Tonzerstörung auf, die durch das ganz ungleichmäßige Einsetzen der einzelnen getrennten Funkenwellenzüge gegenüber den gleichförmig verlaufenden Schwingungen der Überlagerung bedingt ist. Man kann aber auch hier, wenigstens beim Audion, eine Erhaltung des Tones im Empfang und die mit der nor-

malen Überlagerung verbundene große Verstärkungswirkung und Selektivität erzielen. Verff. geben als Bedingungen hierfür an:

1. Eine sehr kräftige Überlagerung.
2. Es muß die Überlagerung verstimmt sein gegen den Empfang.
3. Es dürfen die gedämpften Wellenzüge nicht zu lang sein, damit sie im Empfang nicht ineinanderlaufen und sich stören. E. Alberti.

Patentschau.

Von **H. Eales.**

Morsetaster, Tastrelais, Relais und Schaltungen zum Verhüten von Störungen beim Tasten.

D.R.P. 315501. Otto Scheller in Berlin-Lichterfelde und C. Lorenz, Akt.-Ges., in Berlin-Tempelhof. Vom 1. 3. 16, ausgegeben 6. 11. 19.

1. Tastrelais für Senderstationen der drahtlosen Telegraphie, dadurch gekennzeichnet, daß zwei Kontakte Anwendung finden, welche beide beweglich sind und beim Tasten gleichmäßig und gleichzeitig bewegt werden.

Dabei sind die beiden Kontakte pendelförmig angeordnet und die Bewegung beider Kontakte wird beim Tasten zum fortlaufenden Schalten verschiedener Kontaktflächen benutzt.

Als Kontakte finden Zylinderkörper mit vieleckigem Querschnitt Anwendung.

D.R.P. 322738. Emile Girardeau und Joseph F. J. Bethenod in Paris. Vom 23. 8. 13, ausgegeben 7. 7. 20. Unionspriorität: Belgien 11. 9. 12.

Taster für funkentelegraphische Stationen, gekennzeichnet durch einen am Ende seines Hebels vorgesehenen unabhängigen kleinen, den Druckknopf tragenden Hilfskontakt, bei dem die Rückzugskraft so gering ist im Vergleich zur Rückzugskraft für den Telegraphierhebel, daß ein die Station auf Senden stellender Hilfsstromkreis dauernd geschlossen gehalten wird, solange der Telegraphist den Knopf handhabt.

D.R.P. 317865. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H., in Berlin. Vom 16. 4. 18, ausgegeben 19. 1. 20.

1. Einrichtung zur Verhütung von Störungen drahtloser Sendeempfangseinrichtungen durch die Maschinenströme, dadurch gekennzeichnet, daß der eine Tastkontakt des in bekannter Weise doppelpolig ausgebildeten und in die Maschinenleitungen geschalteten Tasters für die eine Stromleitung als Arbeitskontakt, der zweite für die andere

Stromleitung als Schleppkontakt ausgebildet wird, so daß der letztere nur bei Loslassen des Tasters unterbricht.

2. Einrichtung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß auch die Erregerleitungen an Schleppkontakte am Taster herangeführt sind.

D.R.P. 314911. Svenska Aktiebolaget Gasaccumulator in Stockholm, Schweden. Vom 28. 6. 18, ausgegeben 16. 10. 19. Unionspriorität: Schweden 14. 9. 17.

1. Hammerunterbrecher für Wellentelegraphie u. dgl., gekennzeichnet durch eine derartige Vereinigung des Telegraphenschlüssels mit dem Unterbrecher, daß die Kontakte des Hammerunterbrechers zugleich als Kontakte zum Schließen und Öffnen des Stromkreises durch den Telegraphenschlüssel dienen.

D.R.P. 319394. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 25. 10. 11, ausgegeben 4. 3. 20.

1. Elektromagnetisches Relais, insbesondere für Antennenumschalter, dadurch gekennzeichnet, daß die Sendekontakte in mehrere hintereinander geschaltete Stufen unterteilt sind, derart, daß jede Stufe gemeinsam mit einem der Empfangskontakte an einem Anker angeordnet ist, so daß der Empfangskreis erst dann eingeschaltet werden kann, wenn sämtliche Sendekontakte ausgeschaltet sind.

2. Ausführungsform eines Relais nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß mehrere an ihren freien Enden mit Kurzschlußstücken versehene, mechanisch voneinander unabhängige Anker vorgesehen sind, die von einem gemeinsamen Magneten betätigt werden, wobei zweckmäßig die festen Punkte der Anker abwechselnd auf verschiedene Seiten des Magneten gelegt sind.

K.P. 303982. Ernst Röver und Franz Mauracher in Haus Neindorf, Bez. Magdeburg. Vom 13. 10. 17, ausgegeben 25. 9. 19.

Vorrichtung zur Verwendung der durch Eigengeschwindigkeit in der Luft erzeugten Druck- bzw. Saugwirkung zur Bildung von elektrischen Kontakten, dadurch gekennzeichnet, daß man mittels z. B. trichterförmiger Auffangvorrichtung einen Sammler füllt und mit dieser gewonnenen Pressung oder Saugwirkung auf pneumatischem Wege elektrische Kontakte öffnen oder schließen läßt.

K.P. 303373. Ernst Röver in Haus Neindorf, Bez. Magdeburg. Vom 13. 9. 16, ausgegeben 24. 9. 19.

1. Elektropneumatisches Relais, dadurch gekennzeichnet, daß ein zum Nachweis von schwachen Wechselströmen geeigneter Fernhörer (oder ähnliches) durch die Schwingungen seiner Membrane (oder eines diese ersetzenden Teiles) eine in unmittelbarer Nähe befindlichen zweite

Membrane zum Mitschwingen zwingt und diese zur Kontaktbildung benutzt wird, ohne dabei einer weiteren akustischen Verstärkung durch ein Schallrohr o. dgl. zu bedürfen.

2. Eine Ausführungsform nach Anspruch 1, dahingehend, daß zur Kontaktbildung durch die zweite Membrane nicht allein die Wirkungen der akustischen Schwingungen benutzt werden, sondern auch die im Raume zwischen beiden Membranen durch die Schwingungen und Mittellageverschiebung der ersten Membrane entstehende Druckdifferenz.

K.P. 308417. Dr. Erich F. Huth, G. m. b. H., in Berlin. Vom 21. 3. 17, ausgegeben 7. 10. 19.

Einrichtung zum Schutz von Hochspannungstransformatoren, insbesondere bei drahtlosen Stationen mit Gegengewichtsantenne, dadurch gekennzeichnet, daß der einen der beiden Hochspannungsklemmen des Transformators eine Drosselspule von solcher Größe vorgeschaltet ist, daß in der zu dieser Klemme führenden Leitung ein erheblich höherer Widerstand vorhanden ist, als in der zu der anderen Hochspannungsklemme des Transformators führenden Leitung, in welche eine kleinere, an dem nach dem Transformator zu gelegenen Ende geerdete Drosselspule eingeschaltet ist.

D.R.P. 314527. Dr. Walter Burstyn in Berlin. Vom 16. 5. 18, ausgegeben 22. 9. 19.

1. Hochfrequenztransformator, gekennzeichnet durch einen zwischen beiden Spulen angeordneten, wirbelstromfreien, elektrischen Schirm, durch welchen die gegenseitige kapazitive Beeinflussung der Spulen unabhängig von ihrer Stellung zueinander gemacht wird.

2. Hochfrequenztransformator nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß der Schirm mechanisch mit jener Spule verbunden ist, deren Kapazität sich nicht ändern soll, elektrisch aber mit einem Punkte der anderen Spule oder mit der Erde.

3. Kugelvariometer nach Anspruch 1, gekennzeichnet durch einen kugelförmigen Schirm.

4. Goniometer nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, daß der Schirm mit der drehbaren Spule leitend verbunden ist.

K.P. 298474. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 16. 7. 15, ausgegeben 8. 7. 20.

1. Verfahren zum Tasten der Energie bei Kathodenröhren, welche als Generatoren für ungedämpfte Schwingungen benutzt werden, gekennzeichnet durch das Einschalten eines Gegenpotentials in den Gitterkreis mittels einer Taste.

2. Verfahren zum Tasten der Energie bei Kathodenröhren nach

Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß mit Hilfe nachgiebiger Kontakte o. dgl. die ursprüngliche Verbindung des Gitterkreises erst dann durch die Taste unterbrochen wird, wenn das Gegenpotential angeschlossen ist.

3. Verfahren zum Tasten der Energie bei Kathodenröhren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das Gegenpotential beim Niederdrücken der Taste kurzgeschlossen und beim Loslassen der Taste in den Gitterkreis gelegt wird.

4. Verfahren zum Tasten der Energie bei Kathodenröhren nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß ein Widerstand mit der Gegenbatterie hintereinander geschaltet ist.

D.R.P. 314880. Dr. Walther Burstyn in Wien. Vom 1. 5. 18, ausgegeben 14. 10. 19.

Mithöranordnung für drahtlose Stationen, deren Zeichen vom Telegraphisten sonst nicht gehört würden, dadurch gekennzeichnet, daß ein vom Speisestrom des Senders abgezweigter bzw. abhängiger Tonwechselstrom dem Telephone des Empfängers als Kontrollstrom zugeführt wird.

D.R.P. 319400. C. Lorenz, Akt. Ges., in Berlin-Tempelhof. Vom 2. 10. 12, ausgegeben 5. 3. 20.

Anordnung für Senderspulen der drahtlosen Telegraphie, gekennzeichnet durch die Vereinigung der einzelnen Spulenteilbeträge in einem zweckmäßig mit Öl gefüllten Gefäß derart, daß unter Vermeidung besonderer Zuleitungen vom Gefäßdeckel zu den Kontakten der Teilbeträge lediglich eine Hochspannungsdurchführung für das Gefäß erforderlich ist und die Betätigung der einzelnen Spulenteilbeträge mit Hilfe von auf dem Gefäßdeckel angeordneten Relais erfolgt, welche über eine gemeinsame, durch ihre Stellung den jeweils eingeschalteten Spulenteilbetrag anzeigende Trommel gesteuert werden können und unter Öl arbeitende, zusammengebaute Schalthebel beeinflussen.

K.P. 298831. Firma Dr. Georg Seibt in Berlin-Schöneberg. Vom 16. 3. 17, ausgegeben 8. 4. 20.

1. Einrichtung zur Kontrolle der günstigsten Schaltung von Sendern für Telegraphie mit Erdströmen, bei denen die Sendeströme einer Transformation unterzogen werden, dadurch gekennzeichnet, daß das magnetische Feld des Transformators auf eine Anzeigevorrichtung direkt oder indirekt einwirkt.

2. Einrichtung zur Kontrolle von Sendern für Telegraphie mit Erdströmen gemäß Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß auf dem Transformator eine dritte Wickelung angeordnet ist, die den Strom für die Anzeigevorrichtung liefert.

3. Einrichtung zur Kontrolle von Sendern für Telegraphie mit Erdströmen gemäß Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das abnormal starke Ansprechen des Anzeigeorgans als Warnungssignal für die Unterbrechung der Erdleitung dient.

Schwingungserzeugung.

D.R.P. 322786. Marconi's Wirdess Telegraph Co. Ltd. in London. Vom 24. 12. 13, ausgegeben 8. 7. 20.

1. Sender für drahtlose Telegraphie und Telephonie, bei dem eine Arbeitskapazität von einem Speicherkondensator aus mittels eines schnell sich drehenden, gezahnten Scheibenpaares abwechselnd in verschiedenen Richtungen geladen wird, dadurch gekennzeichnet, daß die Arbeitskapazität aus mehreren Kondensatoren besteht, von denen jeder mit einem eigenen induktiven Widerstand verbunden ist, wobei jede Scheibe abwechselnd sämtliche Arbeitskondensatoren der Reihe nach entlädt und die induktiven Widerstände als Primärspulen für eine gemeinsame Sekundärspule wirken.

2. Eine Ausführungsform des Senders nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß an Stelle je eines eigenen induktiven Widerstandes für jeden Arbeitskondensator zwei gemeinsame induktive Widerstände angeordnet sind, von denen der eine mit der einen, der zweite mit der anderen gezahnten Scheibe verbunden ist.

D.R.P. 323186. Marconi's Wirdess Telegraph Co. Ltd. in London. Vom 13. 5. 14, ausgegeben 17. 7. 20. Unionspriorität: Großbritannien 15. 5. 13.

Sender für drahtlose Telegraphie mit zwei oder mehr, durch getrennte Induktanzen geladenen oder einzeln nacheinander entladenen Kondensatoren, dadurch gekennzeichnet, daß die Zeitfolge der Entladungen mittels durch einen besonderen Entlader gesteuerter Zündvorrichtungen bestimmt wird.

D.R.P. 310278. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 31. 8. 16, ausgegeben 11. 1. 19. Unionspriorität: Vereinigte Staaten von Amerika 30. 8. 15.

1. Elektrisches Entladungsgefäß mit Glühkathode und Hilfselektrode, welche von den von der Glühkathode ausgehenden Elektronen getroffen werden kann, dadurch gekennzeichnet, daß die Hilfselektrode jenseits der Anode angeordnet, und daß zwischen der Glühkathode und der Hilfselektrode eine Spannung von solchem Wert angelegt ist, daß sich bei Schwankungen in der Spannung der Strom der Hilfselektrode

im umgekehrten Sinne ändert und das Entladungsgefäß als negativer Widerstand wirkt.

2. Einrichtung für die Verstärkung elektrischer Spannungsschwankungen unter Benutzung eines Entladungsgefäßes nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß letzteres mit einem positiven Widerstand von zweckmäßig annähernd gleicher absoluter Größe in Reihe geschaltet ist.

D.R.P. 310453. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 8. 11. 16, ausgegeben 30. 1. 19. Zusatz zu vorstehendem D.R.P. 310278. Unionspriorität: Amerika 8. 11. 15.

Elektrisches Entladungsgefäß mit Glühkathode und Hilfselektrode nach Patent 310278, dadurch gekennzeichnet, daß zu dem als negativer Widerstand wirkenden Entladungsgefäß ein positiver Widerstand von zweckmäßig annähernd gleicher absoluter Größe parallel geschaltet ist und beiden zusammen die zu verstärkenden Strom-, Spannungs-, bzw. Energieschwankungen aufgedrückt werden.

D.R.P. 324021. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin. Vom 8. 11. 16, ausgegeben 14. 8. 20. Unionspriorität: Vereinigte Staaten von Amerika 8. 11. 15, ebenfalls Zusatz zu vorstehendem D.R.P. 310278.

Einrichtung zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß in dem Hilfselektrodenkreis (Plattenkreis) eines elektrischen Entladungsgefäßes mit Glühkathode und Hilfselektrode nach Patent 310278 eine Stromquelle und ein passend bemessenes Schwingungssystem liegen.

K. P. 304283. Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Vom 8. 8. 17, ausgegeben 1. 10. 20.

1. Aus einer Kathodenstrahlröhre in Rückkopplungsschaltung bestehender Generator elektrischer Schwingungen, dadurch gekennzeichnet, daß die Verbindung des Generators mit einem energieverbrauchenden System so erfolgt, daß dasjenige System, dessen Konstanten die Frequenz bestimmen, unbeeinflußt bleibt von den wechselnden Faktoren des verbrauchenden Systems.

2. Kathodenröhrengenerator nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, daß das die Frequenz bestimmende System als besonderer Steuerkreis von scharf definierter Welle mit dem Gitter der Röhre verbunden wird, das verbrauchende System aber unabhängig hiervon die Energie aus der Röhre durch ein Organ erhält, das keine nennenswerte Kopplung mit dem Steuerkreis aufweist.

Das verbrauchende System wird mit einem besonderen aperiodischen

Anodenstromkreis gekoppelt, der parallel oder in Reihe mit dem Steuerkreis geschaltet ist; der Steuerkreis ist auf Frequenzen geeicht.

Wenn das verbrauchende System die Energie aus dem als Zwischenkreis geschalteten frequenzbestimmenden System erhält, sind Gitter und Anode der Röhre durch je einen Wechselstromwiderstand mit dem Zwischenkreis gekoppelt, während dieser mit dem Arbeitskreis kapazitiv oder induktiv gekoppelt ist. Die Regelung der Energieübertragung aus dem Zwischenkreis zum Arbeitskreis erfolgt bei kapazitiver Kopplung zwischen Arbeitskreis und Zwischenkreis durch einen Serienkondensator, bei induktiver Kopplung durch einen Parallelkondensator; der Arbeitskreis enthält ferner weitere Abstimmelemente, um die Energieentziehung durch Annäherung an die Gleichstimmung zu steigern und der Zwischenkreis ist auf Wellenlängen geeicht.

Literaturverzeichnis.

Aire Mar y Tierra 2, S. 17, 1920. Wireless Telegraphy in Caba Juby.
— ebenda S. 55. Development of Wireless Telegraphy.

Allen, C. M., Rad. Am. News 1, S. 336, 1920. Radiotelephony in Mount Hood.

Allen, G. Y., El. Journ. 16, S. 494, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 33, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 570, 1920. Standardisation of Electrical Indicating Instruments for Use with Radio Apparatus.

Boucherot, P., C. R. 170, S. 725, 1920. Résonance électrique dans un circuit dont la selfinduction contient du fer.

Brainin, C. S., El. Exp. 7, S. 641, 1919. Interplanetary Communication.

Chauveau, Bull. Off. Dir. Rech. Inv. 3, S. 179, 1920. Ref. Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 176 D, 1920. The Distant Control of Electrical Apparatus.

Clinker, R. C., Wireless World 7, 84, S. 712, 1920. Ref. Engineer 129, S. 394, 1920. Everyday Science 2, S. 110, 1920. Techn. Rev. 6, S. 385, 1920. El. Rev. 86, S. 505, 1920. Electrician 84, S. 406, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 566, 1920. A Portable Set, and some Properties of C. W. Sets.

Colwell, R. C., Electrician 84, S. 526, 1920. Wireless Telegraphy and Telephony.

Cragor, W. E., Model Engineer 42, S. 385, 1920. Ref. Rad Rev. 1, 11, S 565, 1920. The Principle of the Atmospheric Eliminator.

Demanet, Union des Ingénieurs de Louvain 46, S. 128, 1919. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 564, 1920. The Conditions for Long Range in Wireless.

Dongier, R., C R. 171, 4, S. 238, 1920. Sur le récepteur téléphonique auto-detecteur pointe-cristal ou pointe-métal.

Eccles, W. H., Proc. Phys. Soc. London 32, S. 92, 1920. Measurement of the Chief Parameters of Triode Valves.

El. Exp. 7, S. 110, 1920. French Radio Station to have 13000 — mile Range.

El. Rev. 86, S. 367, 1920. A New Form of Wireless Aerial.
El. World 75, S. 761, 1920. Two-step Variable Inductor.
Électricien 50, S. 145, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 570, 1920. Electrical Warning Signals for Railway Trains.
Engineer 129, S. 9, 1920. Electrical Engineering in 1919. — Wireless Telegraphy and Telephony.
Ever. Eng. Mag. 8, S. 228, 1920. A Light-weight Airplane Transmitter.
— ebenda S. 229. Notes on Radio Antennas.
— ebenda S. 235. Rad. Am. News 1, S. 335, 1920. New Detector and Amplifier Units.
Faßbender, H. und E. Habann, Teknisk Bilaga for Kungl. Telegrafstyrelsens Cirkulär S. 74—88 und 89—96, 1919. Multipeltelefonering och telegrafering längs ledningar med hög frek venta strömmar.
Fleming, R., Engineering News Record 83. S. 640, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 17, 1920. Wind Effects in Tower Design.
Fortescue, C. L., Engineering 108, S. 491, 525, 1919. The three-electrode thermionic valve as alternating current generator.
Franck, L'Aeronautique 1, S. 291, 1919. Ref. Techn. Rev. 6, S. 177, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 562, 1920. Wireless Telegraphy and Aerial Navigation.
Gaulois, G., Sc. Amer. 122, S. 248, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 571, 1920. Putting Infra-Red Rays to Work.
Gherardi, B. and F. B. Jewett, El. World 75, S. 202, 1920. Progress in the Art of Communication.
Gutton, G., T. S. F. Mod. 1, S. 32, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 627, 1920. Valve Radiotelegraphic Stations.
Henry, W. J., Rad. Am. News 1, S. 334, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 568, 1920. The Priess Loop Set: II. Transmitter.
Hettinger, J., Wireless Age 7, S 21, 1919. Ref. Sc. Abstr. 23B, S. 170, 1920. A High Antenna without High Masts.
Iler, G. A., El. World 75, S. 376, 1920. Ref. Sc. Abstr. 23 B, S. 220, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 572, 1920. Use of Radio by Transmission Companies.
Johannes, G., Rev. Gén. de l'Él. 7, 22, S. 433, 1920. Ref. Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 7, S. 115, 1920. Thermoelektrische Emission und ihre Anwendung: das Kenotron.
Jones, E. T., Rad. Am. News 1, S. 538, 1920. Designing an Amateur Transmitting Antenna.
Jones, M., Aeronautical Journal 24, S. 220, 1920. Flying over Clouds in Relation to Commercial Aeronautics.
Kollatz, C. W., Ztschr. f. Feinmech. 28, 4, S. 39, 1920. Die Herstellung der hochevakuierten Telefunken-Verstärkerröhren.
— ebenda 11, S. 79. Ein Telefunkenapparat für drahtlose Eisenbahnsignale.
— ebenda 15, S. 111. Eine neue Kapazitätsmeßbrücke.
Kuhlmann, K., Mitt. Phys. Ges. Zürich 19, S. 44, 1919. Das Impedanzschema und der Impedanzkreis des allgemeinen Transformators.
Letheulle, P., Génie civil 76, S. 432, 453, 472, 1920. Les tubes à décharge électroniques et leurs applications (suite).
Lilienfeld, J. E., Ber. Verh. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig 71, 2, S. 145, 1919. Funkenschlagweiten und Wechselzahl.

Loog, C., Telegr. u. Fernspr. Techn. **9**, 7, S. 105, 1920. Edelgasröhren im Telegraphen- und Fernsprechbetrieb.

Loyarte, Ramón G., Contr. Estud. de las Ciencas (La Plata), Ser. mat.-fis. **2**, S. 333, 1919. El amortiguamiento en osciladores lineales.

Majorana, Q., L'Elettrotecnica **7**, S. 198, 1920. Interplanetary Wireless.

Mauborgne, J. O., El. Exp. **7**, S. 1156, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 12, S. 629, 1920. Radio Frequency Currents on Wires.

Maurer, P., L'Électricien **50**, S. 6, 1920. The Practical Construction of Wireless Receiving Stations.

Meyer, Edgar, Arch. sc. phys. et nat. (5) **1**, S. 543, 1919. C. R. Soc. suisse de phys. Lugano, le 8. sept. 1919. Influence d'un champ magnétique transversal sur le potentiel d'étincelle.

Meyer, Fr., Ztschr. f. Fernmeldetechn. **1**, 11/12, S. 134, 1920. Eine neue leicht einstellbare Optik für Oszillographen.

Miessner, B. F., Sc. Amer. **122**, S. 182, 1920. Wireless and Everyday Business.

Moore, H. R.. El. Exp. **7**, S. 1160, 1920. The Construction of Honeycomb Inductances.

Nature, La, **48**, S. 17, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 11, S. 564, 1920. Wireless in Submarines.

Nature 104, S. 638, 1920. El. Rev. **86**, S. 209, 1920. A Radio Research Board.

Nesper, E., Helios **26**, 39, S. 353, 1920. Fortschritte der drahtlosen Nachrichtenübermittlung.

Newman, F. H., Proc. Phys. Soc. London **32**, S. 190, 1920. Ref. Chemical News **120**, S. 166, 1920. Rad. Rev. **1**, 11, S. 560, 1920. Absorption of Gases in the Electric Discharge Tube.

N. P. L. Rev. 1, S. 10, 1920. The Wireless Era.

Owen, W. D., Radiograph **1**, S. 135, 1920. Notes on the Telefunken System.

Petersen, T. G., Wireless World **7**, 84, S. 686, 1920. Notes on the Physics of the Thermionic Valve. (Continued.)

Pieck, Victor, Umschau **24**, S. 23, 1920. Mehrfachtelephonie auf einer Leitung.

Rankine, A. O., Nature 104, S. 604, 1920. Telephoning by Light.

Rev. Gén. de l'Él. 7, S. 4B, 1920. The Control of Wireless Telegraphy in England.

Rouls, P. C., Rad. Am. News **1**, S. 688, 1920. Ref. Rad. Rev. **1**, 11, S. 572, 1920. X-Ray Photographs of Radio Apparatus.

Sagnac, G., C. R. **170**, 13, S. 800, 1920. Les longueurs d'accès de la radiation lumineuse newtonienne et les zones de silence des signaux amortis de la T. S. F.

Sargent, E. M., Rad. Am. News **1**, S. 335, 1920. Crystal and Vacuum Tube Detectors.

Sauzin, M., C. R. **171**, 3, S. 164, 1920. Sur la propagation dans l'eau d'oscillations électriques entretenues, et sur la constante diélectrique de l'eau.

Schirmann, Marie Anna, Ann. d. Phys. (4) **62**, S. 97, 1920. Zur Theorie der Doppelgitter. I. (Ein elektrostatisches Problem.)

— Arch f. Elektrot **8**, 12, S. 441, 1920. Berechnung des Durchgriffs von Doppelgitterverstärkerröhren.

Sc. Amer. 122, S. 157. 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 566, 1920. Straight Detection versus the Oscillating Tube.
— ebenda S. 571. The Portaphone.
Sleeper, M. B., Ever. Eng. Mag. 8, S. 314, 1920. Some Details of a New Condenser.
— ebenda S. 316. An Interesting Audion Control Box.
Squier, George O., Science 51, S. 445, 1920. Multiplex Telephony and Telegraphy over open-circuit Bare Wires laid in the Earth or Sea.
Taylor, A. H. and **H. Crossley,** Proc. Inst. Rad Eng. 8, S. 171, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 12, S. 626, 1920. The Use of Ground Wires at Remote Control Stations.
Telegraph and Telephone Age 38, S. 17, 1920. Aire, Mar y Tierra 2, S. 43, 1920. Radio Telegraph and Compass Service on the Coast in the Neighbourhood of New York Harbour.
— ebenda S. 67, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 569, 1920. Wireless Communication on the Lackawanna Railroad.
Telegr. u. Fernspr. Techn. 9, 7, S. 110, 1920. (Ref.) Fernsprechverstärker in Nordamerika.
T. S. F. Moderne, La, 1, S. 7, 1920. The Wireless Station at Warsaw.
Trautwein, Telegr. u. Fernspr. Technik 9, 7, S. 101, 1920. Die Elektronenröhre in der elektrischen Meßtechnik.
Trevières, J., Genie civil 76, S. 391, 1920. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 572, 1920. Wireless Signals on Locomotives.
Turner, L. B., Journ. Inst. El. Eng. 57, Suppl. S. 50, 1920. Ref. Techn. Rev. 6, S. 548, 1920. Rad. Rev. 1, 11, S. 565, 1920. The Oscillatory Valve Relay: A Thermionic Trigger Device.
Vogel, H. und **M. Wien,** Ann. d. Phys. (4) 62, S. 649, 1920. Zungenpfeife und Röhrensender.
Wireless Age 7, S. 10, 1919. A New Powerful Wireless Company.
— ebenda S. 12. Ref. Rad Rev. 1, 11, S. 548, 1920. A Quenched Spark Gap.
— ebenda S. 16. The Weagant Group Frequency Circuit.
— ebenda S. 20. Ref. Rad. Rev. 1, 11, S. 550, 1920. Stabilissing the Energy Output of Transmitters.
Ztschr. f. Feinmech. 28, 4, S. 25, 1920. Mehrfach-Telephonie und Telegraphie mit schnellen Wechselströmen.
Ztschr. f. Fernmeldetechnik 1, 9/10, S. 101, 1920. Neuere Arbeiten des Telegraphen-Versuchsamts auf dem Gebiete der Funktelegraphie.

Kurze Mitteilungen.

(Beiträge aus dem Leserkreis erbeten.)

Reichseigene Presseempfangsstellen. In dem Bestreben, die Zirkularwirkung der Funktelegraphie, d. h. die Fähigkeit, von einer Sendestelle aus beliebig viele Empfangsstellen mit Nachrichten versorgen zu können, auszunutzen und dadurch die überlasteten Drahtleitungen von gleichlautenden Pressetelegrammen und Pressegesprächen zu entlasten, hat die Reichstelegraphenverwaltung neben dem Reichsfunknetz versuchsweise ein Netz von reichseigenen Presseempfangsstellen in größeren Orten hergestellt. Der weitere Ausbau des Netzes ist im Gange, so daß in Kürze etwa 100 solcher Empfangsstellen fertig gestellt sein werden. Zur Zeit werden Nachrichten von drei Nachrichtenbüros zu bestimmten Zeiten beim Haupttelegraphenamt aufgeliefert und von dort aus durch Ferntastung über die Hauptfunkstelle Königswusterhausen an die Funk-Empfangsstellen gesendet, wo sie vervielfältigt und an die Empfänger bestellt werden. Mit Hilfe dieser Ferntastung wird eine Verzögerung durch die drahtliche Beförderung vom Haupttelegraphenamt bis Königswusterhausen vermieden und die Schnelligkeit der Übermittlung, die ja von großer Bedeutung für den Presseverkehr ist, wesentlich erhöht. Außerdem wird dem zweiten wichtigen Erfordernis für die Beförderung von Pressenachrichten, der Billigkeit, durch die drahtlose Verbreitung erheblich genügt, weil nur ein einziger Sendebeamter erforderlich und nicht, wie bei der Drahttelegraphie, für jeden empfangenden Beamten auch ein sendender nötig ist. Abgesehen davon wird natürlich die Billigkeit auch durch die Ersparnis an Leitungsmaterial erreicht. Funktechnisch hat der „Rundfunk" befriedigt, nachdem auf Grund der Erfahrungen mancherlei technische und betriebliche Verbesserungen durchgeführt sind. Auch den Störungen durch den übrigen Funkverkehr, namentlich auch durch den ausländischen funktelegraphischen Verkehr, wird mit Erfolg begegnet. An der Vervollkommnung und Ausgestaltung des Rundfunk wird weiter gearbeitet. Auf Veranlassung des Reichspostministeriums finden umfangreiche Versuche mit drahtloser Telephonie statt, damit die unverkennbaren Vorzüge dieser Betriebsweise dem Rundfunk zugute kommen können, sobald die Auflieferung geeigneter Nachrichten gesichert und die erforderliche Zahl von Beziehern gewonnen ist.

Persönliches. Der Generalsekretär des Verbands Deutscher Elektrotechniker Dr. ing. h. c. G. Dettmar hat eine Berufung an die Technische Hochschule Hannover auf den Lehrstuhl für elektr. Anlagen und Bahnen erhalten und angenommen.

Am 10. Dezember verschied im 48. Lebensjahr Prof. Dr. Dolezalek, ordentlicher Professor an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg.

Berichtigung.

Auf Seite 396 von Heft 5 ist zu lesen Hugo Mosler statt Hans Mosler.

Auf Seite 400 Zeile 31, 32, 33 und 34 ist die Klammer hinter **a, b, c** und d zu streichen. Gemeint sind die Morsezeichen *a, b, c* und *d*.

iar-
aus
us-
den
ele-
von
ellt.
100
ch-
ele-
die
det,
lilfe
ung
die
esse-
igen
urch
ende-
jeden
davon
terial
Grund
ungen
rkehr.
rkehr.
altung
st-
statt,
nk zu-
en ge-

lektro-
nische
Bahnen

zalek,
enburg.

Hans

a, b, c